THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

PAR

Pierre LEMAIGRE - VOREAUX

1960

1re THÈSE Contribution a l'etude de l'influence de la nature des electrodes sur quelques parametres de la decharge electrique dans les gaz rares a basse pression

2e THÈSE Photoluminescence des halophosphates alcalino-terreux actives par l'antimoine et le manganese et excites par la radiation 2537 A du mercure

T H E S E S

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences

par

Pierre LEMAIGRE-VOREAUX

1ère THESE: Contribution à l'étude de l'influence de la nature des électrodes sur quelques paramètres de la décharge électrique dans les gaz rares à basse pression.

2ème THESE: Photoluminescence des halophosphates alcalino-terreux activés par l'antimoine et le manganèse et excités par la radiation 2537 Å du mercure.

Soutenues le 19-11-60 , devant la Commision d'examen

J U R Y:

MM. G. DEJARDIN ..... Président
J. JANIN.....)
J. CUEILLERON.....) Examinateurs

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

- INTRODUCTION -

La nature des électrodes, de la cathode en parti-culier, joue un rôle important sur plusieurs paramètres de la décharge électrique dans les gaz rares à basse pression.

La présente étude se basant, d'une part sur différentes publications, d'autre part sur des mesures effec-tuées par nous, tente de préciser comment interviennent les électrodes dans les principaux phénomènes auxquels donne lieu la décharge électrique lorsqu'elle se produit dans un gaz rare à une pression comprise entre 0,1 et 100 mm de mercure environ.

La première partie traite de la tension disrup-tive. Un travail expérimental nous a conduit à constater que dans certaines conditions, la tension disruptive était pratiquement proportionnelle au travail d'extraction de la surface cathodique. On décrit la manière dont ont été réalisés les appareils à décharge, et dont ont été effectuées les mesures. Regroupant d'une manière critique les résultats publiés, nous avons pu mettre en évidence que la tension dis-ruptive minimum, pour les divers gaz rares, pouvait être considérée comme répondant à la relation $V_{dm} = K\varphi$ (V_{dm} = tension disruptive correspondant au minimum de PASCHEN, φ = travail d'extraction de la surface cathodique, K = cons-tante). Il est indiqué que le coefficient K semble être relié à la tension d'ionisation du gaz par une relation simple.

La deuxième partie se rapporte essentiellement à la chute cathodique normale dans la décharge à lueur. L'ana-lyse des résultats publiés montre que, tout au moins pour l'hélium, le néon et l'argon, la relation $V_n = C\varphi$ qui a déjà été proposée, est pratiquement valable. Nous avons constaté que le coefficient C est relié à la tension d'ionisation du

gaz par une relation similaire à celle qui existe pour K. Une correspondance systématique entre la tension disruptive minimum et la chute cathodique normale en découle.

La troisième partie groupe quelques observations et considérations pouvant aider à une meilleure compréhension des phénomènes faisant l'objet des deux premiers chapitres. Elle étudie successivement:

- la pulvérisation cathodique et l'absorption dans la décharge à lueur.
- la chute de tension aux électrodes dans la décharge en arc; on y indique, en particulier, comment cette chute varie en fonction du gaz.
- les cathodes complexes.

Pour les cathodes à couche mince on fait l'hypothèse que, pour un revêtement de nature donnée, le travail d'extraction de la cathode est déterminé par la valeur du travail d'extraction de la substance du support. Cette hypothèse permet de calculer l'émissivité de cathodes à couches multiples. Pour les cathodes semi conductrices à oxyde, il est suggéré que l'émission haute fréquence qu'elles produisent provient, en grande partie, de l'oscillation des ions oxygène au voisinage de la cathode.

Les annexes I à III rassemblent la majorité des valeurs publiées pour le travail d'extraction de divers éléments et de différentes combinaisons (couches minces, couches renfermant de l'oxygène).

Comme notre travail a fait appel au lanthane, métal peu utilisé jusqu'ici dans les appareils à décharge, malgré ses très intéressantes propriétés, nous avons, d'après les plus récentes publications, établi une monographie sommaire à son sujet, qui fait l'objet de l'annexe IV.

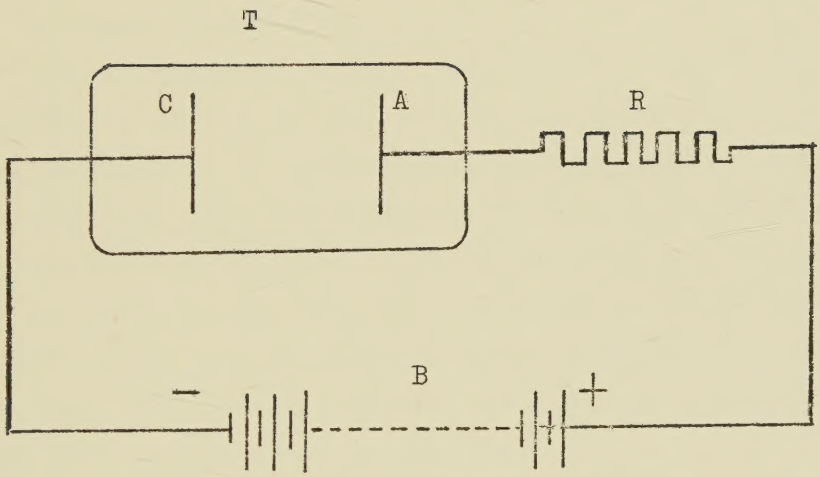


Fig. 1

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550016_0033

I - TENSION DISRUPTIVE.

Considérons un récipient en verre T, renfermant deux plaques métalliques planes et parallèles C et A situées à 1 cm l'une de l'autre, et du néon à la pression de 10mm de Hg (voir figure 1).

S'il n'existe qu'une faible tension entre les plaques, le gaz est pratiquement un isolant parfait; lorsqu'on élève la tension, il devient subitement conducteur à la tension dite de "disruption".

Au passage de l'état isolant à l'état conducteur, il peut se produire des courants autonomes de l'ordre de IμA et moins, pour lesquels la résistance électrique du gaz est de plusieurs mégohms. Ces courants de faible intensité portent le nom du physicien britannique J.S. TOWNSEND, qui a étudié ce phénomène en détail. Le courant autonome est entretenu par la batterie B de quelques centaines de volts, qui est montée en série avec une résistance élevée, de l'ordre de 10^8 ohms. Comment le courant autonome s'établit-il?

Le champ électrique est insuffisant pour libérer directement des électrons de l'atome, mais grâce à la présence de rayons cosmiques et de rayonnements radioactifs, quelques électrons se forment constamment dans le gaz. Un électron, ainsi produit au voisinage de la cathode C, est accéléré par le champ et peut former un nouvel électron par ionisation d'un atome de néon, si bien que deux électrons se déplacent vers l'anode A. Etant donné que la tension d'anode est supérieure à 100 volts, ces deux électrons peuvent ioniser d'autres atomes de néon, et par ce processus un seul électron, libéré au voisinage de la cathode, peut déclencher, sur son chemin vers l'anode, une "avalanche électronique". Toutefois, comme, d'une part, tous les électrons n'exercent pas une action

ionisante, mais qu'une partie d'entre eux excitent aussi les atomes, et que, d'autre part, des pertes d'énergie se produi-sent par suite de chocs élastiques, le nombre total des électrons d'une telle avalanche n'est pas infiniment grand; dans le cas considéré, il est de l'ordre de 100.

A la formation d'électrons primaires s'ajoute celle d'électrons secondaires. Dans l'avalanche, due à un électron primaire, il se forme autant d'ions positifs que d'électrons. Lorsque ces ions atteignent la cathode, ils libè-rent le nombre d'électrons nécessaire pour leur transformation en atomes de néon, et de plus un certain nombre d'électrons additionnels. Si nous supposons que le nombre de ces électrons additionnels atteint, pour la totalité des ions de l'avalanche considérée, la valeur j, il en résulte que l'unique électron primaire est remplacé par j électrons secondaires (j = "facteur de multiplication"). La deuxième avalanche est donc j fois plus importante que la première. La troisième j^2 fois, etc... Si $j > I$, le courant croît jusqu'à la valeur conditionnée par la résistance de protection. Dans le cas d'un courant station-naire, il est évident que chaque électron primaire sera remplacé par un électron additionnel, d'où la condition $j = I$.

Si un électron provoque, en moyenne η ionisa-tion par volt de tension appliquée, pour une tension d'anode V, l'avalanche due à un électron libéré de la cathode contient $e^{\eta V}$ électron et $e^{\eta V}-I$ ions positifs. Si un ion positif libère, en moyenne, γ électron additionnel de la cathode, les $(e^{\eta V}-I)$ ions produisent donc $j = \gamma\ (e^{\eta V} - I)$ électrons. Dans le cas d'une décharge autonome constante, le facteur j doit être égal à I.

Si l'on désigne par Vd la tension d'anode qui correspond à cette condition, on a:

$$j = \gamma\ (e^{\eta Vd} - I) = I \qquad (1)$$

Vd est la tension de disruption, puisqu'on entend par là la tension pour laquelle le courant devient autonome et acquiert une intensité de l'ordre de 10^{-6} A/cm^2, alors qu'aux tensions plus basses, le courant est de l'ordre de 10^{-15} A/cm^2, et ne peut être considéré comme un courant de conduction. Le terme exponentiel dans lequel Vd figure en exposant, croît si rapidement avec Vd que la valeur de cette tension serait pratiquement la même pour 10^{-3} ou 10^{-9} A au lieu de 10^{-6} A.

La tension disruptive Vd, entre deux plaques planes et parallèles, est fonction de deux grandeurs: le coefficient d'ionisation η et le coefficient γ.

Alors que la valeur de η, dépend uniquement du gaz *, la grandeur γ est déterminée à la fois par le gaz et le matériau de la cathode.

Partant de l'expression (1) on peut calculer γ à partir des valeurs de η et Vd

$$\gamma = \frac{I}{e^{\eta Vd} - I}$$

γ qui est essentiellement le nombre moyen d'électrons libérés de la cathode par un ion positif, comprend aussi les électrons émis par effet photoélectrique ou par d'autres causes d'émission.

C'est ainsi que LOEB (18) distingue trois mécanismes d'émission cathodique, auxquels correspondent trois coefficients:

γ_i: pour la libération d'électrons secondaires sous le bombardement par les ions positifs:

γ_p: pour l'émission photoélectrique;

γ_m: pour la formation d'électrons sous l'effet des atomes métastables.

---

* D'après BACKUS (17), η peut être plus élevé en présence d'un champ magnétique.

Ces processus peuvent se distinguer par leur rapidité d'action: l'effet photoélectrique agit environ 100 fois plus vite que l'émission secondaire et 1000 fois plus vite que la production d'électrons à partir d'atomes métasta--bles. Le premier mécanisme est prépondérant.

Dans une publication récente PHELPS (19) étudie, pour les gaz rares, le rôle des ions moléculaires, des molé--cules métastables et des radiations de résonance lors de l'amorçage.

Jusqu'en 1922, le rôle de la cathode dans les appareils à décharge dans les gaz, n'avait pas été reconnu. Principalement sous l'influence du groupe de recherches dirigé par TOWNSEND, on pensait que la formation des électrons dans le gaz était due à l'ionisation du gaz par les ions positifs. Les physiciens de cette époque croyaient que l'on pouvait obtenir les mêmes caractéristiques d'amorçage quelle que soit la nature des électrodes.

C'est en 1923 que HOLST et OOSTERHUIS (20), étudiant la tension d'amorçage dans les gaz inertes avec différents matériaux pour les électrodes, constatèrent qu'aux basses pressions, voisines des tensions minima d'amorçage, la tension disruptive variait, pour le même gaz, d'un facteur de 2 ou plus, suivant la surface cathodique, la tension étant d'autant plus basse que le travail d'extraction de la surface est plus bas.

Ceci conduisit à réviser l'opinion au sujet de la formation des électrons au moment de l'amorçage. On s'orienta vers l'idée que le mécanisme d'amorçage était lié à la libéra--tion des électrons de la surface cathodique sous l'effet du bombardement des ions.

Il est maintenant bien connu que γ est, en particulier, plus grand pour les métaux alcalins et alcalino-terreux, que pour les métaux des colonnes suivantes du tableau

de la classification péricdique, mais, en fait, il n'existe pas beaucoup de mesures exactes de cette grandeur.

En 1938, BOWLS (21) a étudié des cathodes en platine et en sodium dans l'azote. Il a déterminé γ en mesu-rant le courant et en utilisant l'équation

$$i = i_o \frac{(\alpha - \beta)\, e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta\, e^{(\alpha - \beta)d}}$$

dans laquelle:

i = courant total

i_o = constante

d = distance entre les électrodes

α = rapport des ions formés aux électrons, par unité de distance

$\beta = \alpha\gamma$

Cette équation est déduite de l'expression classique

$$i = i_o \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}$$

Remarquons que i_o représente le courant photo-électrique initial quittant la cathode. Ce n'est pas absolu-ment une constante. (pour les très grandes valeurs de i, la tension disruptive est légèrement abaissée).

Un travail similaire a été fait par HALE (22) pour l'hydrogène en 1939.

La même année HUXFORD (23) étudia des tubes photoélectriques comportant des surfaces de césium-oxygène-argent, et de césium-nickel, dans l'argon. Il mesura γ par deux méthodes: courant avant l'amorçage et tension disruptive, et trouva une bonne concordance.

D'après un travail de ENGSTROM (24), publié également en 1939, se rapportant à des cathodes de baryum

dans l'argon, il apparaît que la méthode basée sur la tension disruptive permet d'éliminer certaines anomalies existant avec la technique de la mesure de faibles courants.

DRUYVESTEYN et PENNING (25), dans une étude de 1940, suggèrent aussi d'obtenir γ par la mesure du potentiel disruptif quand α est connu. Cette manière de faire est certainement valable, tout au moins pour les pressions voisines de celle correspondant au minimum de tension d'amorçage.

En 1947/1948, JACOBS et LA ROCQUE (26) (27) ont déterminé γ pour le baryum, le magnésium et l'aluminium dans les gaz rares, en mesurant la valeur de la tension au moment où le courant subit un accroissement soudain.

Si F est le champ en V/cm et d la distance interélectrode en cm, on a

$$F = \frac{Vd}{d}$$

De l'expression

$$\gamma = \frac{I}{e^{\alpha d} - I}$$

on tire:

$$\gamma = \frac{I}{e^{\frac{\alpha}{p}\frac{p\,Vd}{F\,I}} - I}$$

p étant la pression.

Ils constatent qu'un faible travail d'extraction entraîne une basse tension disruptive.

Comme dans l'égalité (1) le terme exponentiel est généralement beaucoup plus grand que I, on peut écrire

$$\gamma\, e^{\eta Vd} = I$$

d'où $\quad \text{Log}\,\gamma + \eta\, Vd = 0$

$$Vd = -\frac{\text{Log}\,\gamma}{\eta} \qquad \text{(III)}$$

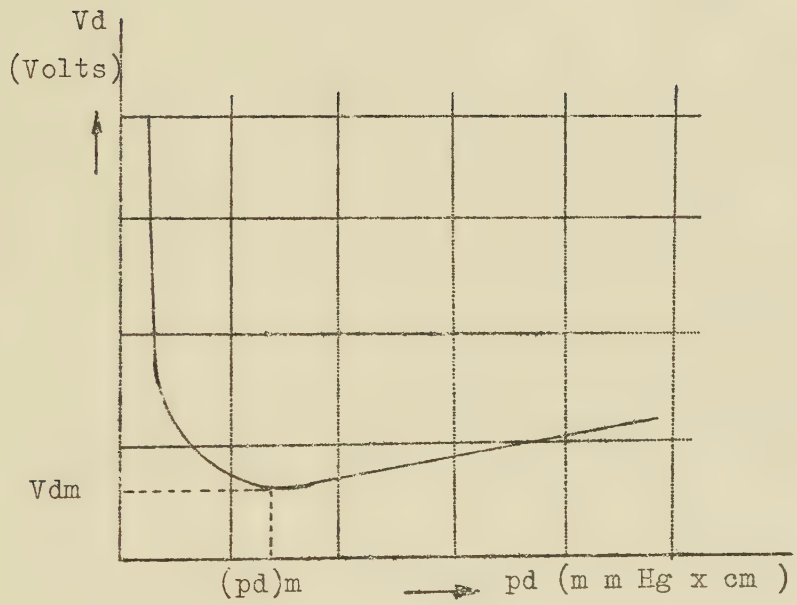


Fig. 2

expression dans laquelle Log γ est négatif (par exemple pour les gaz rares γi est de l'ordre de quelques centièmes à quelques dixièmes, suivant la cathode).

Pour un gaz donné, plus la valeur de γ est élevée, plus la tension disruptive est basse.

CROWE et ses associés (28) ont montré que l'ex-pression (III) n'est valable qu'en l'absence de charge d'espace.

Dans la pratique, il est plus simple de donner Vd en fonction de pd; c'est la loi, bien connue, de PASCHEN (29) qui se déduit du critère d'amorçage de TOWNSEND.

La figure 2 indique l'allure de la courbe repré-sentative. Cette loi n'est qu'approximative: elle n'est plus valable, soit aux hautes pressions, soit pour des espaces interélectrodes très petits. Dans ces deux cas, d'après BOYLE et KISLIUK (30), le champ est assez fort pour que l'émission qu'il provoque donne un courant mesurable, ce courant produi-sant relativement peu d'ions. Le champ dû à la charge d'espace de ces ions est cependant suffisant pour augmenter le courant d'émission de champ de manière appréciable, même quand le rapport du courant ionique au courant électronique est inférieur à 1%. Comme la charge d'espace est accrue, chaque ion devient plus efficace pour majorer le courant électronique jusqu'à ce que les conditions d'amorçage soient atteintes.

Quand les électrodes ne sont pas planes ou ne sont pas parallèles, la tension disruptive est supérieure à la valeur donnée par la courbe de PASCHEN, parce que, selon HEYMANN (31), il se produit des pertes d'électrons et d'ions positifs par diffusion vers les parois de l'appareil.

La tension d'amorçage peut être modifiée par l'irradiation de l'appareil à décharge. S'il y a photoexcita-tion, il se peut que la tension d'amorçage soit abaissée; par exemple, GLOTOV (32) indique que pour des électrodes en nickel

dans le néon fortement illuminé, le potentiel disruptif minimum passe de 240 à 180 volts. Signalons que l'irradiation du gaz peut augmenter la tension d'amorçage, lorsqu'il renferme une impureté: argon dans le néon: étudié par PENNING (33), mercure dans l'argon: étudié par ASADA et ses associés (34).

D'après COBINE (6) le potentiel disruptif minimum peut être calculé à partir de la formule empirique suivante:

$$Vdm = 2,718 \frac{B}{A} \quad Log \quad \frac{I}{\gamma m}$$

et le produit pd correspondant au minimum est donné par la relation

$$(pd)_m = \frac{2,718}{A} \quad log \quad \frac{I}{\gamma m}$$

A et B étant des constantes pour un gaz donné et γm étant la valeur de γ correspondant à Vdm.

LOEB (7) propose une formule plus approchée pour le potentiel disruptif minimum

$$Vdm = 3 \frac{B}{A} \quad log \quad \frac{I}{\gamma m} + \frac{B}{A} \quad \frac{I}{log \frac{I}{\gamma m}}$$

Il semble acquis que le minimum de Vd est généralement d'autant plus faible que le travail d'extraction du matériau cathodique est plus petit, bien que des exceptions aient été signalées. Peut-on prédire Vdm sans risque d'erreur en se basant sur le travail d'extraction?

L'étude qui va être exposée est une tentative en vue de clarifier cette question.

Pour chaque nature de cathode à étudier, nous avons fabriqué un lot d'appareils à décharge identiques, du type connu sous le nom de "lampe à lueur". Un lot de l'ordre de 50 appareils permet de déterminer une valeur moyenne de la tension d'amorçage, peu affectée par les écarts de la fabrication. Pour minimiser l'effet des impuretés gazeuses, nous avons utilisé comme atmosphère, non pas un gaz rare pur, mais du néon renfermant 1% d'argon.

La pression de remplissage a été choisie de manière à obtenir une tension d'amorçage voisine de la tension minimum, mais cependant assez basse pour que le vieillissement des appareils à décharge puisse s'effectuer facilement avec une faible intensité de courant.

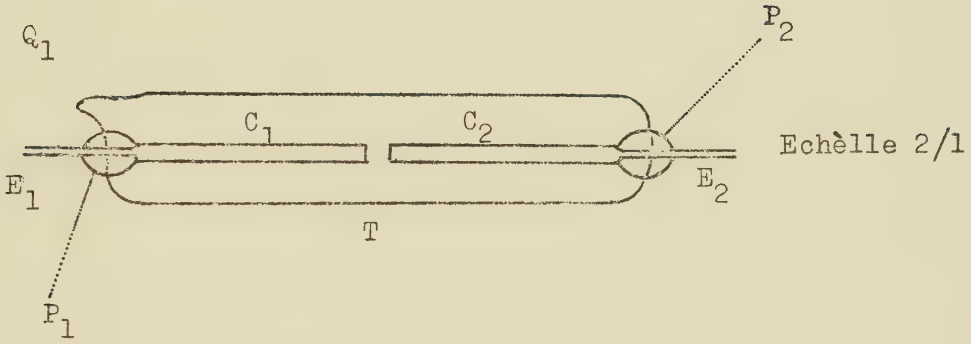


Fig. 3

CONSTITUTION ET FABRICATION DES APPAREILS A DECHARGE

I - CATHODE EN NICKEL.

L'appareil à décharge est conforme à la figure 3. Il est constitué par un tube T en verre tendre (verre Novo des Cristalleries de Choisy le Roi) qui résiste bien aux vapeurs de métaux alcalins. Ce tube a un diamètre extérieur de 7 mm et une épaisseur de 0,5 mm.

Les deux électrodes C_1 et C_2 qui sont identiques (afin d'éviter une modification de nature lors d'une éventuelle pulvérisation) sont deux tiges de nickel recuit et dégazé de 1 mm de diamètre et de 15 mm de long. Elles sont placées dans l'axe du tube T à 1,5mm l'une de l'autre. Leur fixation dans le verre est assurée par deux perles P_1 et P_2 également en verre Novo, scellées à deux fils E_1 et E_2 de ferro nickel (Dilver O des Aciéries d'Imphy) eux-mêmes soudés aux extrémi--tés des électrodes (ce dernier travail est effectué mécani--quement par un spécialiste).

Avant leur utilisation, les électrodes sont trempées dans une solution aqueuse à $0,5 \times 10^{-7}$ de bromure de mésothorium, puis séchées *. Cette opération a pour but de rendre la tension d'amorçage insensible au rayonnement ambiant en créant une faible ionisation permanente du gaz par les rayons β , sans cependant provoquer une photoémission apprécia--ble de la cathode par les rayons γ , qui sont peu absorbés par le gaz.

Le travail de verrerie est effectué au chalumeau: on prépare séparément l'ampoule (dont le verre est nettoyé

---

* La quantité de substance radioactive ainsi introduite dans l'appareil est telle que l'activité produite est du même ordre de grandeur que celle du milieu ambiant.

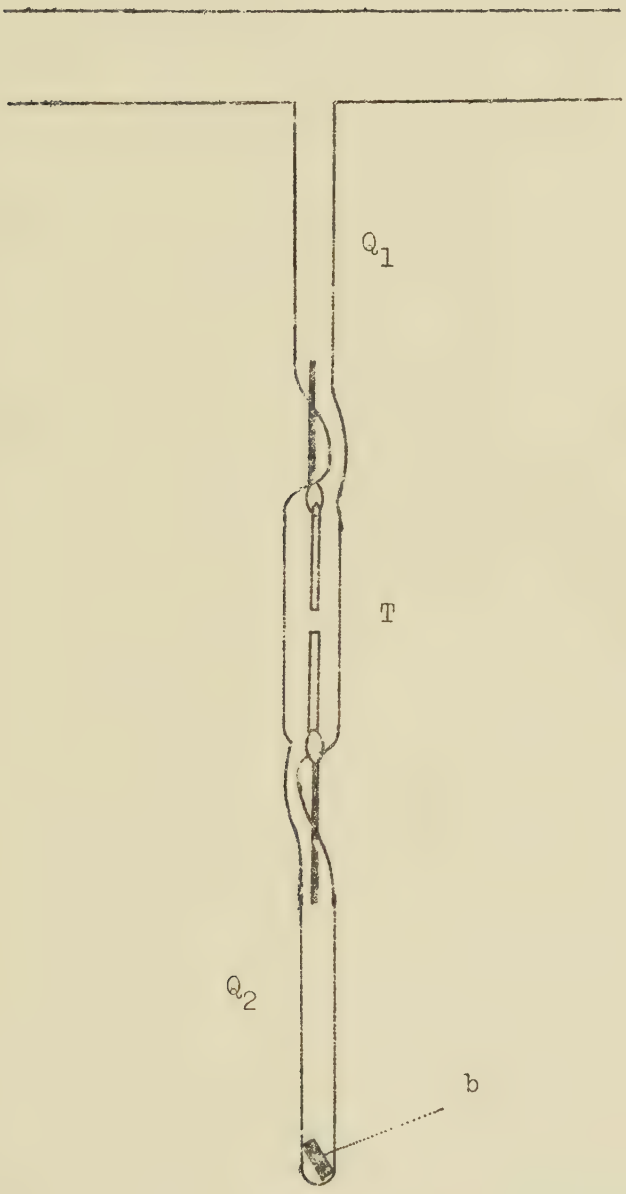


Fig. 4

intérieurement) et les perles de verre; on fond une perle sur chaque entrée de courant puis on fixe à l'ampoule les deux électrodes en opérant la fusion des perles et du tube de verre.

A l'une des extrémités de l'appareil à décharge, on place une tubulure en verre Q_1 (de même nature que celui de l'ampoule) qui servira au pompage et à l'envoi de gaz. Ce "queusot" a un diamètre de 4 mm, mais il est étranglé au voisi-nage de son point de raccordement au tube T.

Le dispositif à pompage comprend une pompe à palettes et une pompe à diffusion à vapeur de mercure. Un piège à air liquide est interposé entre cette dernière pompe et la rampe à laquelle on fixe l'appareil à décharge, afin que l'atmosphère de remplissage ne soit pas souillée par la vapeur de mercure.

Le processus de "formation" est le suivant:

a) pompage jusqu'au degré de vide ne donnant plus de diffé-rence de niveau dans la jauge de Mac Léod.

b) chauffage de l'ampoule et de l'étranglement du queusot, à l'aide d'un chalumeau à main, à la température de 400°C envi-ron, pendant quelques secondes, en pompant.

c) chauffage des électrodes au rouge, à l'aide d'un dispositif d'induction à haute fréquence, pendant quelques secondes et en pompant.

d) après refroidissement et contrôle du vide on envoie dans l'appareil à décharge un mélange à 99% néon + 1% argon, à une pression de 38 mm de mercure à 25°C. Ce mélange est préparé par l'Air Liquide.

e) on scelle le queusot à l'aide d'un chalumeau à main.

Afin de stabiliser ses caractéristiques, par autopurification, l'appareil à décharge est mis en fonctionne-ment pendant 100 heures, sur une tension alternative de 220V. et 50 Hz avec une résistance de 200.000 ohms en série.

2 - CATHODE EN ALUMINIUM.

L'appareil à décharge à la même constitution que celui à cathode en nickel, et il est fabriqué de la même manière. Il faut veiller à éliminer toute trace d'oxydation de l'aluminium. Le chauffage des électrodes doit être effectué avec ménagement. (température de fusion de l'aluminium: 650°C).

3 - CATHODE EN SODIUM OU POTASSIUM.

L'appareil à décharge est constitué comme précé-demment, mais les électrodes étant revêtues d'une couche de métal alcalin, le mode opératoire est modifié de la manière suivante:

On conditionne préalablement le métal alcalin dans des tubes en pyrex d'environ 50cm de long, ayant un dia-mètre intérieur d'environ 1 mm et une faible épaisseur. Ces baguettes sont conservées sous vide jusqu'au moment de l'emploi

L'appareil à décharge porte une tubulure à chacune de ses extrémités: l'une Q_1 sert comme précédemment au pompage et à l'envoi de gaz, tandis que l'autre Q_2, de quelques cm de long, constitue le réceptacle pour une petite portion b de la baguette, renfermant le métal alcalin (de l'ordre de 6mm). Ces deux tubulures sont ramenées dans l'axe de l'appareil pour que, quand le queusot Q_1 est scellé verticalement au dispositif de pompage, le métal alcalin soit placé au-dessous de l'appa-reil à décharge à l'endroit de la seconde tubulure le plus éloigné de son point de raccordement avec le tube T (voir figure 4).

Lorsque le travail de verrerie de l'appareil à décharge est terminé, on maintient cet appareil dans une étuve à 250°C, pendant plusieurs heures, avant d'introduire le métal alcalin, dans le but d'éliminer toute trace d'eau.

Lors de la formation, après le traitement des électrodes et leur refroidissement, on chauffe à l'aide d'un

chalumeau à main (flamme très peu chaude) le queusot. Q_2 et principalement sa partie renfermant le morceau de baguette. Sous l'action de la chaleur, le métal alcalin se vaporise et vient se déposer sur la paroi du tube T qui est froide.

De la même manière, on chauffe l'ampoule d'abord au centre, puis aux extrémités. Le métal alcalin est chassé vers les électrodes et les perles où il se condense. On scelle alors le queusot Q_2 à son point de raccordement avec le tube T. La charge et le scellement du queusot Q_1 s'effectuent comme précédemment.

Dans ce cas, le "vieillissement" pour les appa--reils renfermant du sodium ou du potassium, est effectué sur 127 V. avec une résistance en série de 100.000 ohms.

4 - CATHODE EN BARYUM.

Nous avons fait appel à deux techniques diffé--rentes:

4-1 - La constitution de l'appareil à décharge est la même que celle de l'appareil à cathode en nickel, mais avant montage dans le tube T les électrodes sont trempées dans une solution aqueuse de bromure de mésothorium, à laquelle on ajoute de l'azoture de baryum $(Ba\ N_3)\ 2$ préalablement broyé (fourni par le Centre d'Etu--des du Bouchet) à raison de 1 gr pour 10 cm^3 de solution.

Lors du chauffage pendant la formation, il y a décomposition de l'azoture en azote qui est éliminé par les pompes, et en baryum qui demeure sur les électrodes. Cette décomposition s'effec--tue vers 225°C.

Le vieillissement est effectué comme pour les appareils à dépôt de métal alcalin.

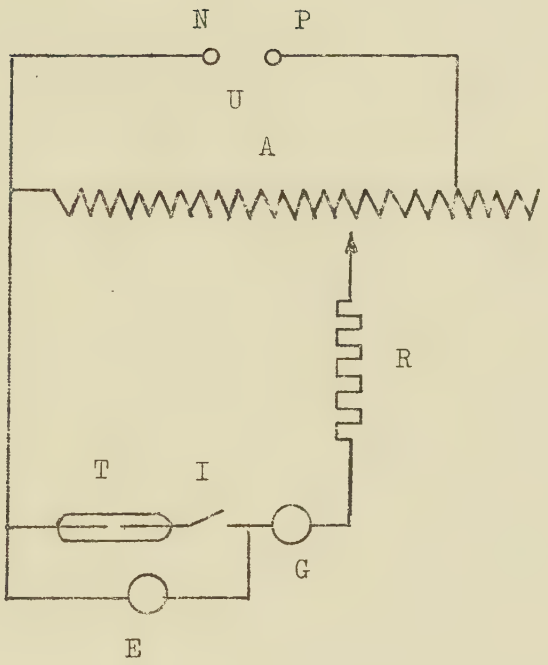


Fig. 5

4-2 - Cette technique repose sur l'emploi d'une suspension de carbonate de baryum déposé sur les électrodes par pulvérisation avant leur montage dans le tube T.

La suspension a la composition ci-dessous:

1 gramme carbonate de baryum
0,02 gramme nitro-cellulose
1 gramme acétate d'amyle.

Pendant la formation, le chauffage des électrodes doit leur permettre d'atteindre une température supérieure à 1200°C, afin d'assurer la décomposition du carbonate en gaz carbonique qui est éliminé par les pompes, et en oxyde de baryum qui reste sur les électrodes.

Après remplissage de l'appareil, il faut faire subir aux électrodes un traitement d"activation" à l'aide d'un générateur d'ondes à front raide. Ce traitement de quelques minutes conduit à la transformation progressive de tout l'oxyde de baryum en baryum avec libération d'oxygène. Quand les électrodes sont uniformément recouvertes par une lueur orangée, on arrête l'activation, on vide l'appareil, on effectue un nouveau remplissage et on scelle.

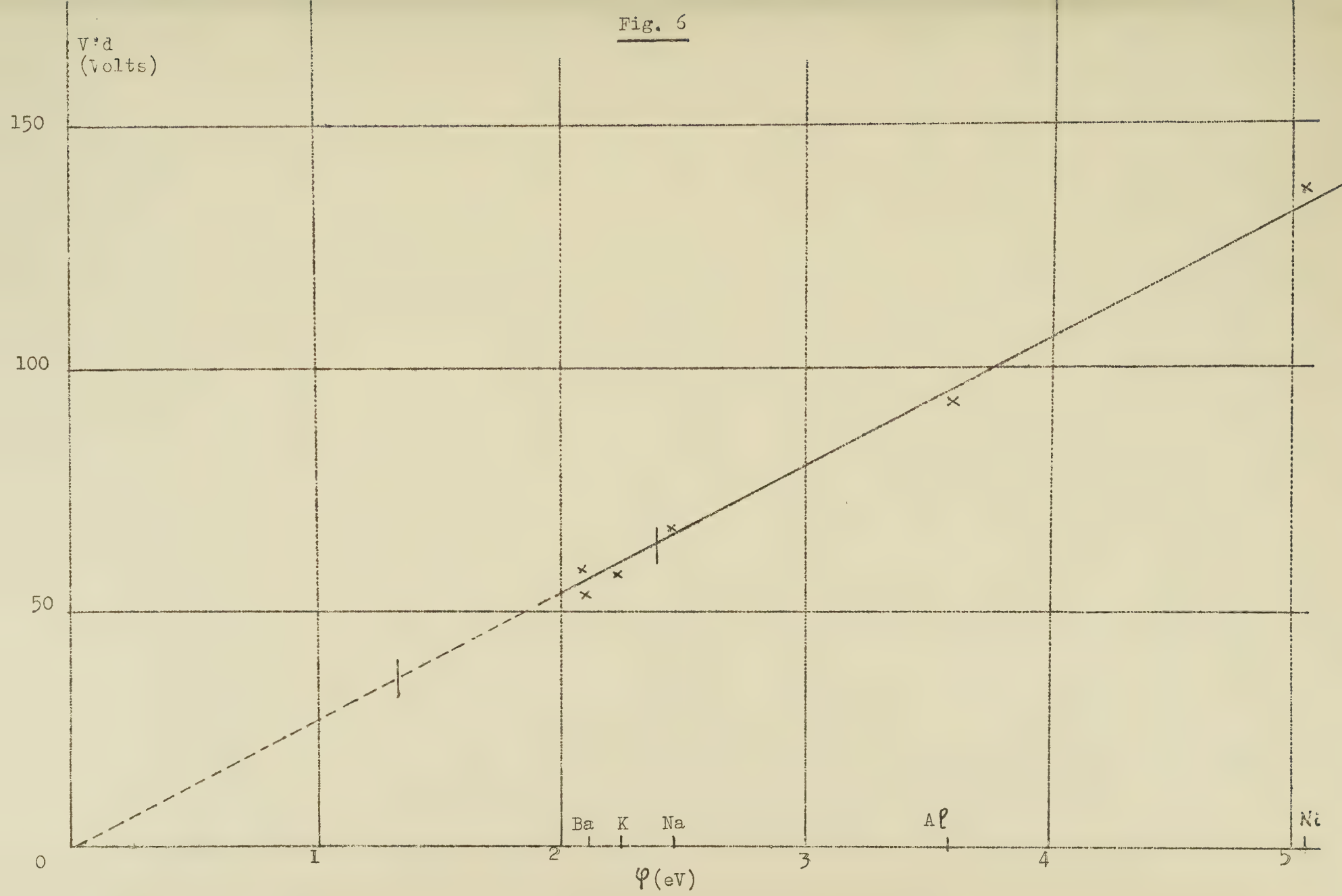
Le vieillissement s'opère de la même manière que dans le cas précédent.

TECHNIQUE DES MESURES.

Le montage utilisé pour les mesures est indiqué par la figure 5 dont les références désignent:

U = tension alternative sinusoïdale régulée 127 V. 50 Hz - N = neutre - P = phase
A = autotransformateur variable à curseur
T = appareil à décharge
R = résistance de limitation du courant d'une valeur de 5×10^5 ohms.

Fig. 6



G = galvanomètre ayant sa déviation maximum pour 10^{-5} ampère

E = électromètre ayant sa déviation maximum pour 220 volts.

L'appareil à décharge est disposé de manière à être protégé contre la plus grosse partie du rayonnement ambiant, afin d'éviter une éventuelle photoémission de la cathode, et aussi pour faciliter le répérage de la lueur dès son apparition.

La tension étant nulle aux bornes de T on l'élève progressivement à raison de 0,5 volt par seconde (*). Lorsque l'on atteint la tension d'amorçage V'd, le galvanomètre G dévie brutalement et une lueur apparaît dans l'espace interélectrode de T. Sans déplacer le curseur de l'autotransformateur, on ouvre l'interrupteur I et on lit la tension sur l'électromètre E.

Avant d'être soumis à une mesure, l'appareil à décharge demeure sans fonctionner pendant au moins 24 heures, afin de s'assurer que les parois du tube sont totalement déchargées.

RESULTATS.

Nature de la cathode	V'd
Nickel	135 ± 6 volts
Aluminium	92 ± 4 -
Sodium	65 + 3 - 2 -
Potassium	60 + 3 - 1 -
Baryum (à partir d'azoture)	57 + 4 - 1 -
Baryum (à partir de carbonate)	55 + 2 - 1 -

(*) Lorsque l'élévation de tension est très rapide, la tension d'amorçage s'accroît de Δ Vd cette variation augmentant à peu près comme $\sqrt{\frac{dV}{dt}}$

Pour chaque lot d'appareils, les valeurs V'd se répartissent suivant une courbe de GAUSS. Les chiffres indiqués ci-dessus correspondent au maximum de cette courbe, et les écarts aux valeurs extrêmes de part et d'autre du maximum.

Sur la figure 6, on a marqué, pour chaque nature de cathode, le point représentant V'd en fonction de la valeur la plus probable du travail d'extraction du métal correspondant, tirée de l'annexe I. Ces points se situent très sensiblement sur une droite passant par l'origine. Il en résulte que, pour les appareils à décharge décrits précédemment, qui ne diffèrent que par la nature de leur cathode, le potentiel disruptif est à peu près proportionnel au potentiel d'extraction de l'élément cathodique. On a $V'd = 26\,\varphi$.

Remarquons que pour les cathodes constituées par un support revêtu, il n'est pas nécessaire de tenir compte ici de l'effet du support. Les couches de métaux alcalins, déposées par la technique qui a été adoptée, ont une épaisseur considérable en comparaison de l'épaisseur des cathodes à couche mince, si bien que le support ne joue aucun rôle. Les deux procédés utilisés pour obtenir du baryum conduisent à des couches présentant des solutions de continuité, si bien que les cathodes sont par points à couche mince, mais en se reportant à la figure 34, on constate que pour le nickel, l'effet du support est pratiquement négligeable. D'autre part, il a déjà été signalé par PIRANI et par JACOBS et LA ROCQUE (35) (36) que le genre de composé utilisé pour obtenir le baryum est indifférent, au point de vue de la tension d'amorçage parce que les ions positifs frappant la cathode ont toujours une énergie suffisante pour détruire un composé quelconque et former une couche de baryum sur le support.

APPLICATIONS.

Partant de la relation établie entre le potentiel disruptif et le potentiel d'extraction du métal cathodique, il est possible de déterminer cette dernière grandeur par une mesure de tension d'amorçage. Nous avons effectué cette déter--mination pour deux types particuliers de cathodes présentant un intérêt pratique.

I - CATHODE EN POTASSIUM SUR POTASSIUM OXYDE.

On fabrique des appareils à décharge identiques à ceux ayant une cathode à métal alcalin, mais après l'envoi du métal sur les électrodes, on introduit de l'oxygène dans l'appareil, afin d'obtenir une couche d'oxyde de potassium. On pompe ensuite l'oxygène restant, on fait le remplissage de gaz rare, et l'on active les électrodes avec le générateur d'ondes à front raide, réglé sur une puissance plus faible que celle utilisée pour l'oxyde de baryum. Le remplissage définitif est alors effectué après pompage, puis on vieillit l'appareil comme pour les autres revêtements.

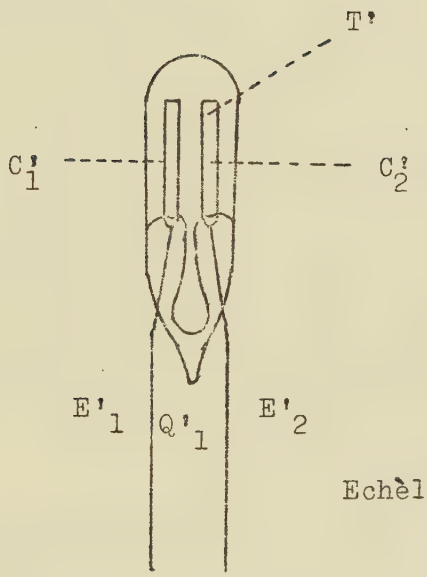
Les mesures donnent pour V'd une valeur de 35 ± 3 volts, ce qui fixerait φ O-K à $\approx 1,3$ eV

2 - CATHODE EN LANTHANE.

Le métal utilisé, employé maintenant dans l'industrie des lampes, a la composition suivante:

terres rares 97%	(lanthane	99,7%
fer 3 %	)	
	(autres terres rares	0,3%

Fondu sous vide, dans des tubes en quartz de 1 mm de diamètre intérieur, il suffit de casser les tubes pour obtenir des tiges de lanthane directement utilisables comme électrodes des appareils à décharge.



Echèlle 2/1

Fig. 7

La fabrication est identique à celle des appareils à cathode en nickel, mais il faut veiller à ne pas chauffer les électrodes au-delà de 850°C, pour éviter leur déformation.

On a trouvé pour V'd la valeur de 63 ± 1 volts, ce qui correspondrait à un travail d'extraction d'environ 2,4 eV. Ce chiffre est sensiblement inférieur à ceux, d'ail--leurs incertains, que l'on trouve dans la littérature pour les terres rares. Il se pourrait que la présence du fer abaisse le travail d'extraction du lanthane, comme le fait le carbone dans le fer, pour l'acier.

Les écarts de mesures sont ici remarquablement faibles, parce que le lanthane a des propriétés de "getter". En raison de l'intérêt que présente le lanthane comme matériau émissif pour les appareils à décharge à cathode froide, et le peu de renseignements valables publiés à son sujet, nous avons rassemblé à l'annexe IV les caractéristiques les plus probables le concernant.

INFLUENCE DE LA DISPOSITION DES ELECTRODES.

Une seconde série de mesures a été effectuée sur des appareils à décharge conformes à la figure 7.

Les électrodes ont le même diamètre que précédem--ment, mais elles ont une longueur réduite de moitié, et elles sont placées parallèlement avec un espace interélectro--de maintenu à 1,5 mm.

Ce mode de construction ne permet pas d'étudier les cathodes avec un métal alcalin, car le métal peut trop aisément, après vaporisation, créer une ligne de fuite entre les deux électrodes.

Nous avons réalisé des appareils avec cathode en nickel, aluminium, lanthane et baryum (à partir du carbonate). Dans ce cas, les appareils sont construits à l'aide d'un

FIGURE 8.-

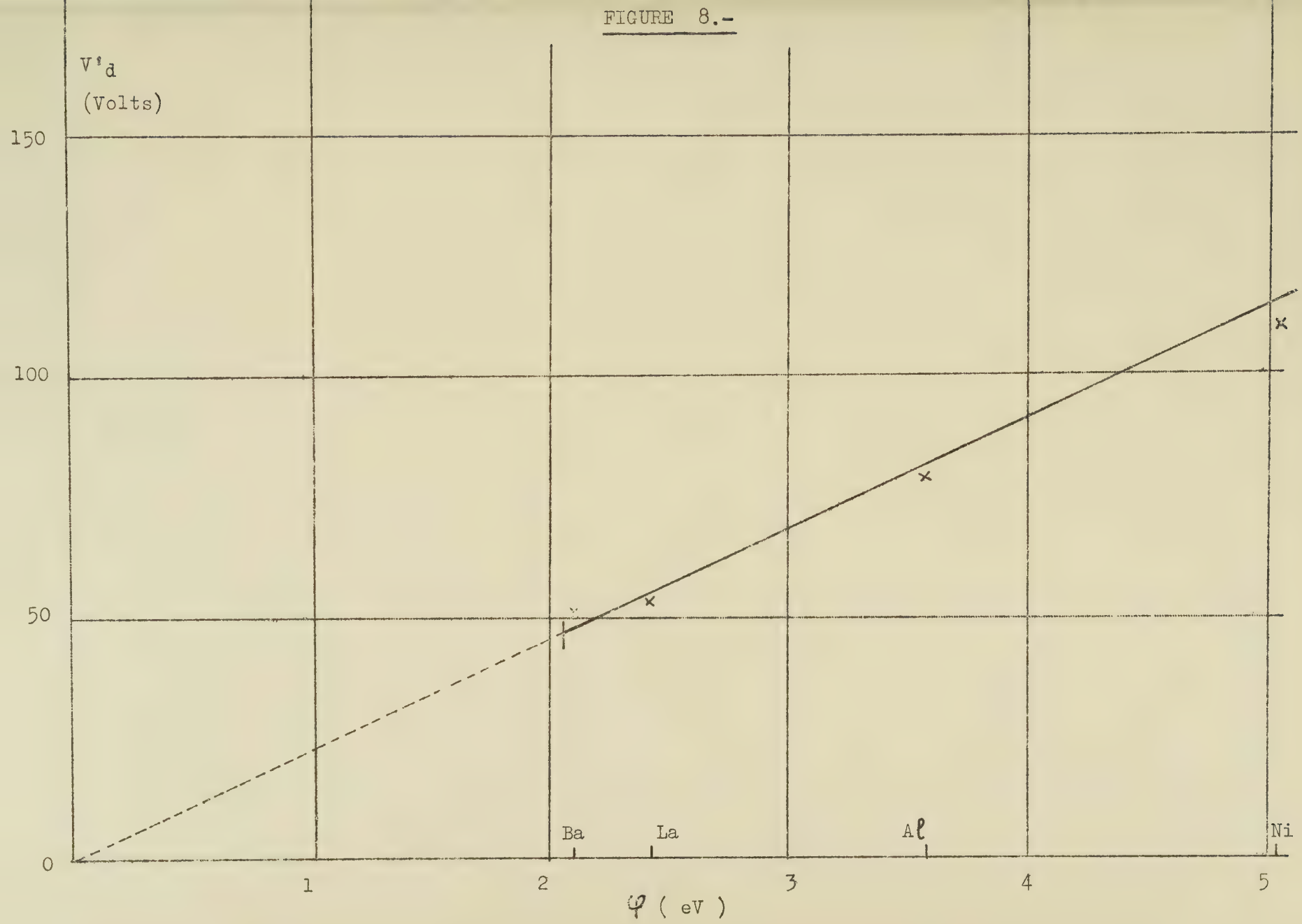


FIGURE 9

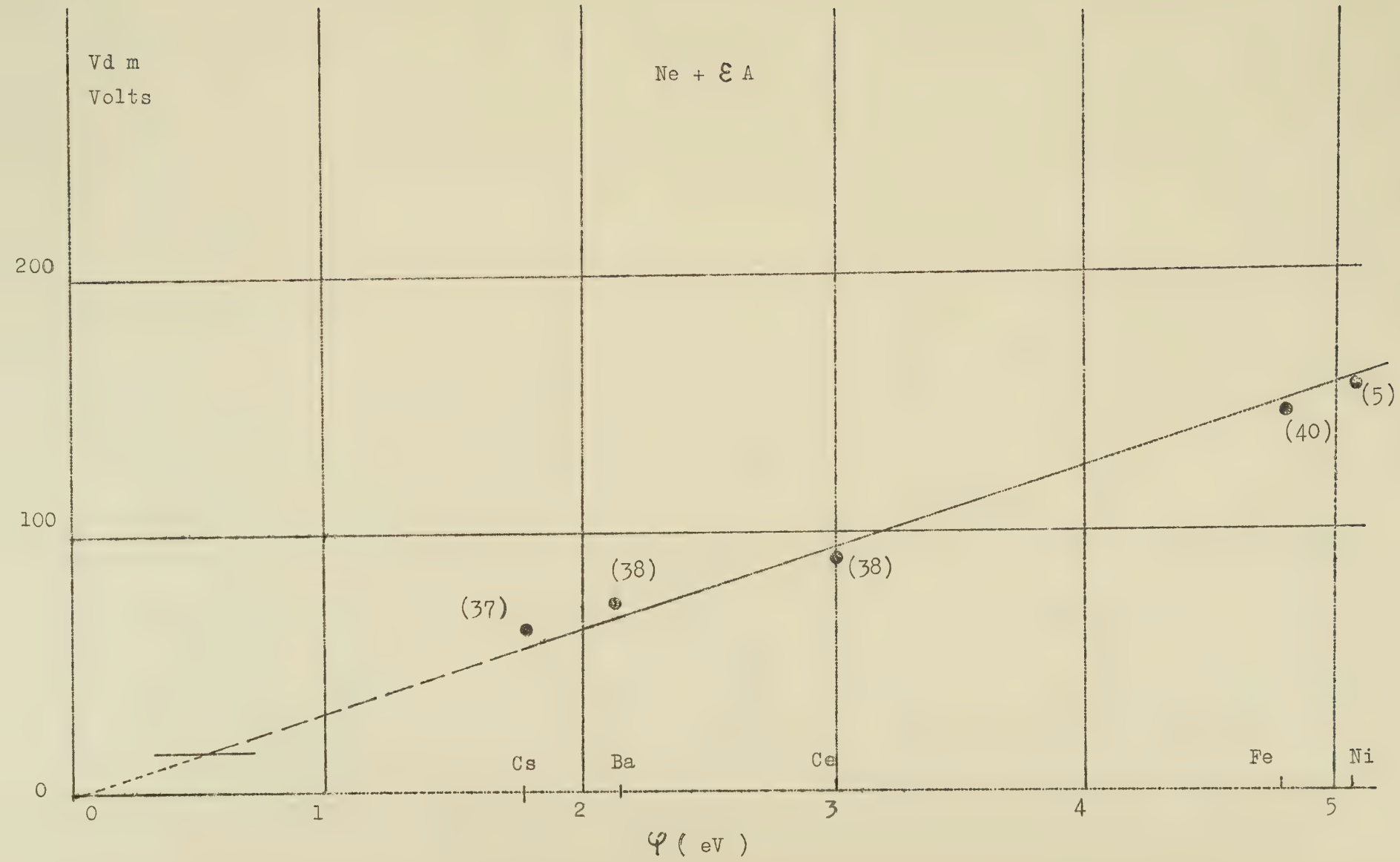
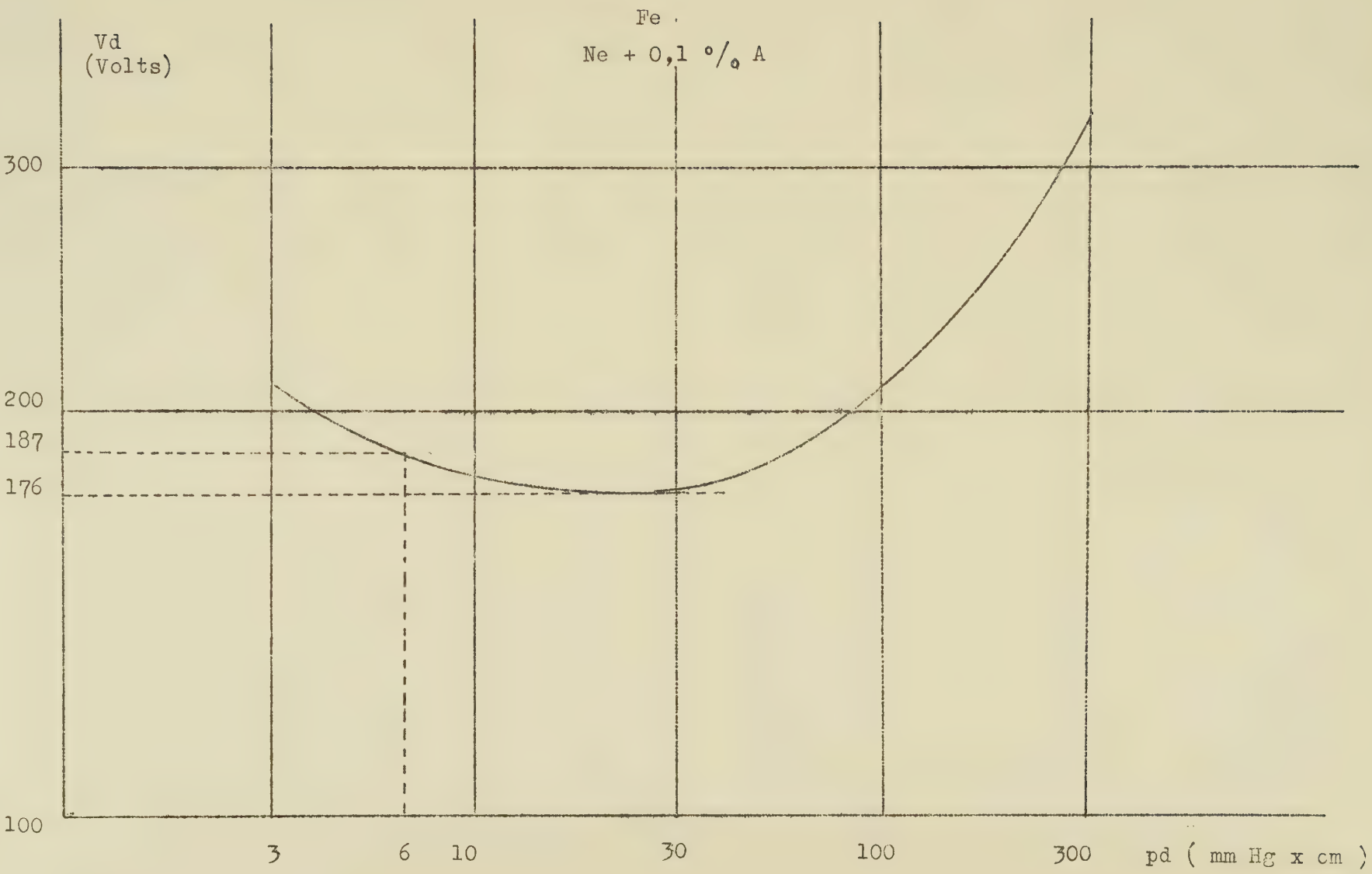


FIGURE 10


Fe
Ne + 0,1 % A
Vd
(Volts)
300
200
187
176
100
3
6
10
30
100
300
pd (mm Hg x cm)

dispositif mécanique qui effectue, en une seule opération, la fixation des électrodes dans l'ampoule et la pose du queusot. Les traitements de formation, le remplissage et le vieillissement sont les mêmes que ceux décrits ci-dessus.

On a obtenu les résultats suivants:

Nature de la cathode	V'd
Nickel	110 ± 5 volts
Aluminium	80 ± 3 -
Lanthane	54 ± 1 -
Baryum (à partir de carbonate)	49 + 2 -
	- 1 -

Ici encore les points se situent approximativement sur une droite passant par l'origine, quand on porte en abscisses le travail d'extraction et V'd en ordonnées(voir figure 8), on a V'd = 23 .

La pente de cette droite est légèrement inférieure à celle de la droite correspondant au premier type d'appareil à décharge, parce que, dans le cas présent, les électrodes sont parallèles l'une à l'autre.

On trouve dans la littérature des valeurs de Vdm (tension disruptive correspondant au minimum de la courbe de PASCHEN) pour des cathodes de diverses natures fonctionnant dans des appareils à décharge à électrodes parallèles et rapprochées, en présence de gaz rares.

Négligeant la forme et la dimension des électrodes, nous avons rassemblé les chiffres qui correspondent à des conditions expérimentales apparemment satisfaisantes. Pour le mélange néon + argon (teneur de 0,1 à 0,7%) nous avons indiqué sur la figure 9 la valeur de Vdm en fonction du travail d'extraction du métal cathodique. La tension d'amorçage est

FIGURE 11.-

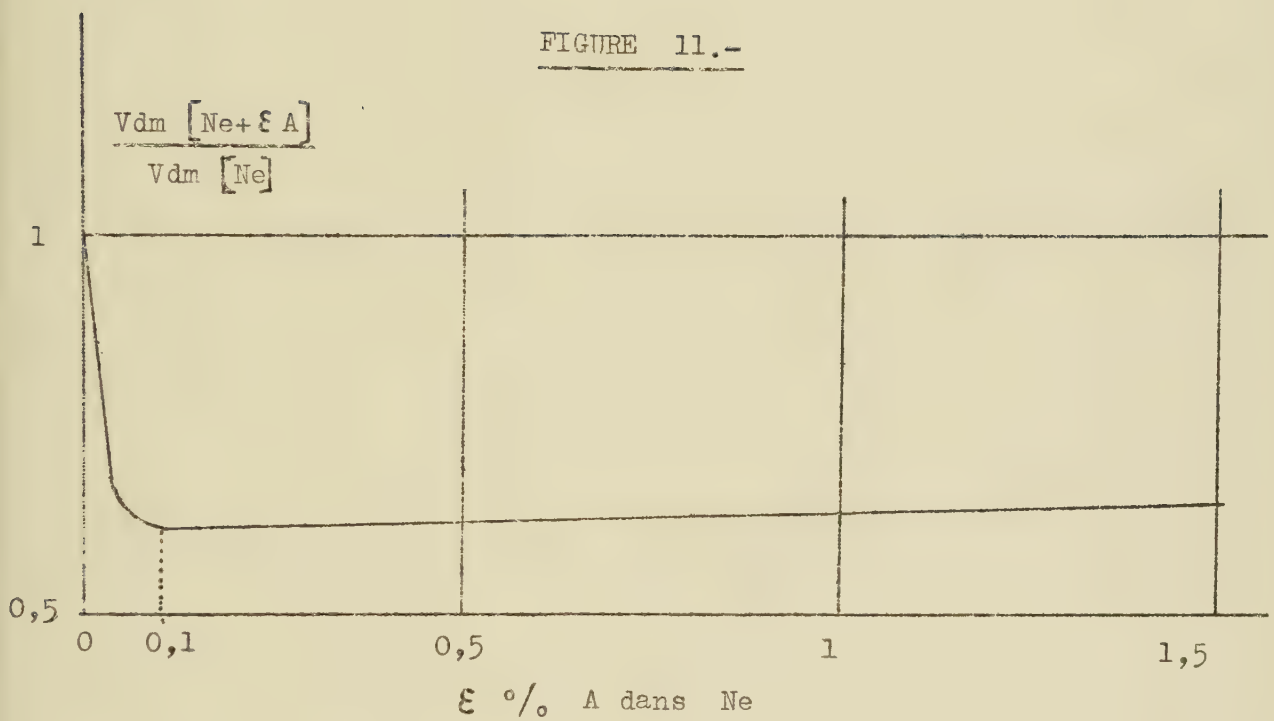


FIGURE 12.-

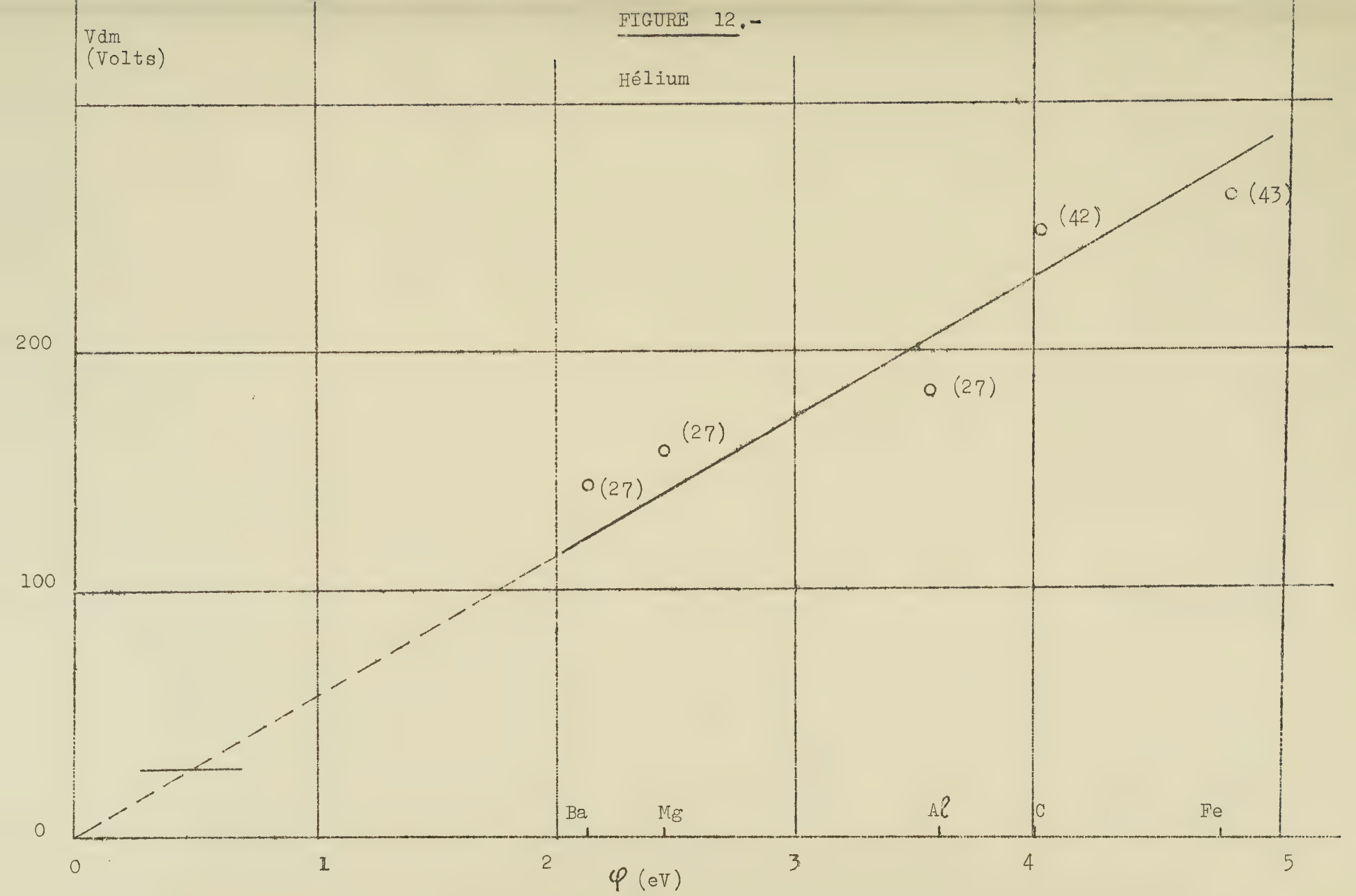
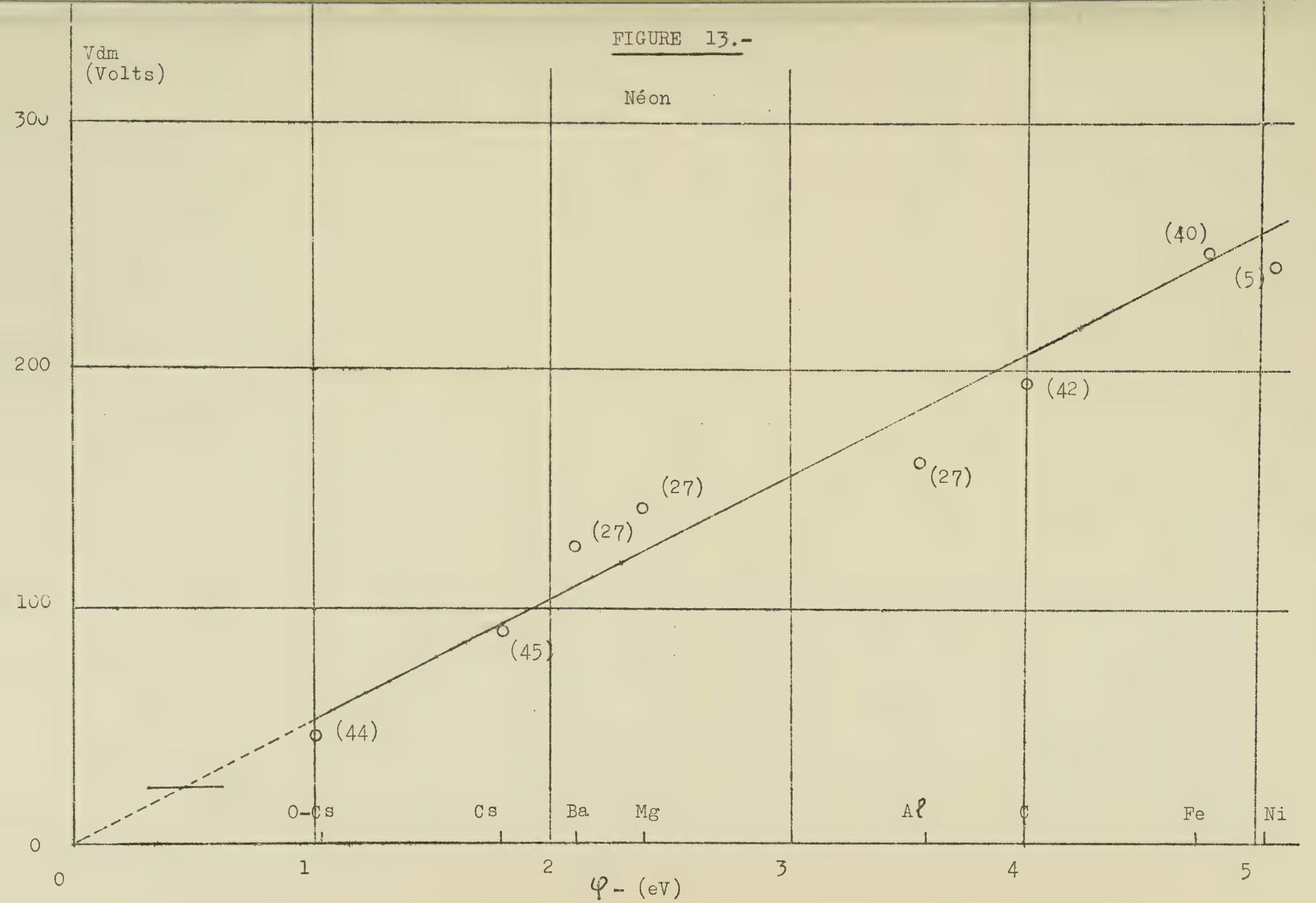


FIGURE 13.-


Vdm
(Volts)
Néon
300
200
100
0
0
1
2
3
4
5
φ - (eV)
O-Cs
Cs
Ba
Mg
Aℓ
C
Fe
Ni
(44)
(45)
(27)
(27)
(27)
(42)
(40)
(5)

mesurée en courant continu. Le numéro entre parenthèses, à côté de chaque point, permet, en se reportant à la bibliogra-phie, de connaître l'origine de la valeur inscrite.

On constate que, tout au moins pour les valeurs de φ comprises entre 1,8 et 5, Vdm est lié à φ par la rela-tion linéaire:

$$Vdm = 31\ \varphi$$

Entre les mesures faites en courant continu et celles efcectuées en courant alternatif sinusoïdal à 50 Hz, on a très sensiblement:

$$V'd = \frac{Vd}{\sqrt{2}} \qquad (x)$$

si bien qu'en courant alternatif, on aurait $V'dm = 22\ \varphi$. Nous avons trouvé, avec les appareils à décharge du second type $V'd = 23\ \varphi$, ce qui est cohérent, puisque le produit pd n'avait pas la valeur correspondant au minimum de la courbe de PASCHEN. En se reportant à la courbe de la figure 10, reproduite d'après PENNING (16), on voit qu'en passant de Vdm à Vd pour pd = 6, la tension d'amorçage augmente d'environ 6%, alors que nous trouvons 4,5 % en confrontant les résultats établis par nous à ceux tirés de la littérature.

Il est admissible de ne pas différencier les valeurs correspondant à des pourcentages d'argon compris entre 0,1 et 1% parce que dans cette gamme l'effet sur Vdm est à peu près le même, comme le montre la figure II établie d'après les travaux des divers auteurs.

On attribue cet effet à l'ionisation des atomes d'argon (potentiel d'ionisation 15,7 V) par les atomes métasta-bles de néon (potentiel d'excitation 16,6 V), ionisation qui est forte quand le champ est faible ou la densité du gaz élevée. En effet, avant de pouvoir ioniser un atome de néon, les élec-trons doivent dépasser la vitesse qui leur permet d'exciter les

(x) Le rapport Vd/V'd diminue un peu quand la fréquence augmente.

atomes de gaz. Une grande partie des excitations donne naissance à des atomes métastables qui, dans le cas d'un petit pourcentage d'argon, peuvent ioniser les atomes de ce dernier gaz. De cette manière, il se produit, dans les mélanges néon + argon, une forte ionisation indirecte, qui peut conduire à des valeurs de Vd beaucoup plus petites que dans le cas du néon ou de l'argon pur.

Ce mécanisme laisse supposer qu'un effet similaire à celui de l'argon peut être obtenu avec les gaz ou vapeurs dont le potentiel d'ionisation est inférieur à 16,6 V. L'expérience confirme ce point de vue: par exemple l'adjonction d'un faible pourcentage de krypton ou de mercure au néon abaisse la tension d'amorçage. Pour le mercure PENNING (41) a montré que la valeur de Vd pour une cathode donnée (non attaquée par le mercure) est la même qu'avec l'argon, mais pour un pourcentage environ 10 fois plus faible.

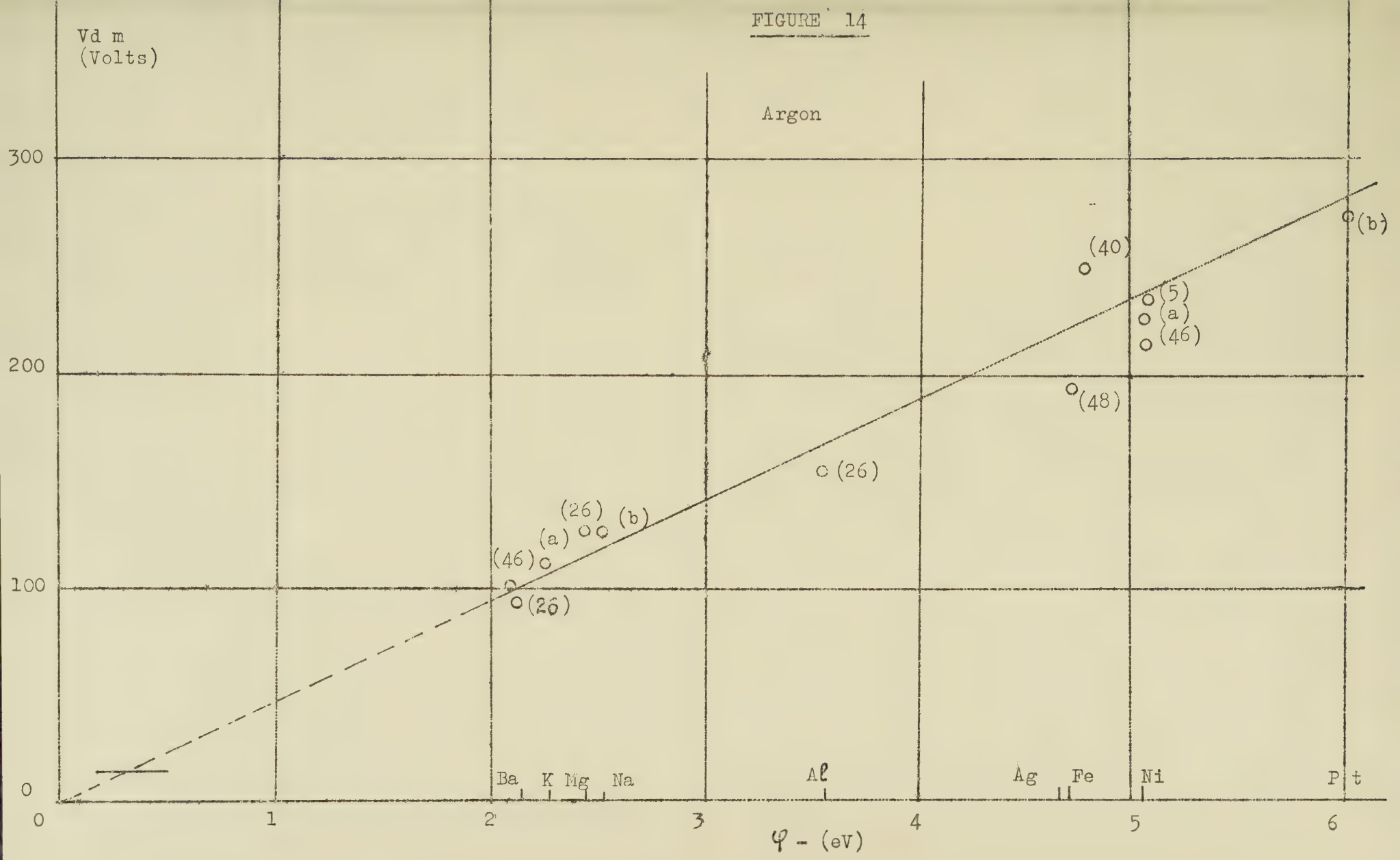
L'existence d'états métastables, en particulier pour l'hélium et le néon, rend la détermination de Vdm pour les gaz rares purs très difficile parce que le potentiel disruptif devient extrêmement sensible à la présence de toutes petites quantités d'autres gaz ou vapeurs. BOWLS (21) et HALE (22), en 1938 et 1939 ont montré l'importance de la vapeur de mercure des dispositifs de pompage: de faibles traces de vapeur de mercure, comme celles venant des jauges, peuvent masquer le rôle de la nature de la cathode. Le manque de méfiance à l'égard de la vapeur de mercure rend la plupart des travaux sur ce sujet, effectués avant la guerre, seulement approximatifs.

Faisant appel aux résultats paraissant les moins sujets à critiques, nous avons représenté pour les différents gaz rares, les valeurs de Vdm en fonction du travail d'extraction du métal cathodique.

La figure 12 se rapporte à l'hélium.

La figure 13 se rapporte au néon.

FIGURE 14


Vd m
(Volts)
Argon
300
200
100
0
0
1
2
3
4
5
6
φ - (eV)
Ba
K
Mg
Na
Al
Ag
Fe
Ni
Pt
(40)
(5)
(a)
(46)
(b)
(48)
(26)
(26)
(a)
(b)
(46)
(26)

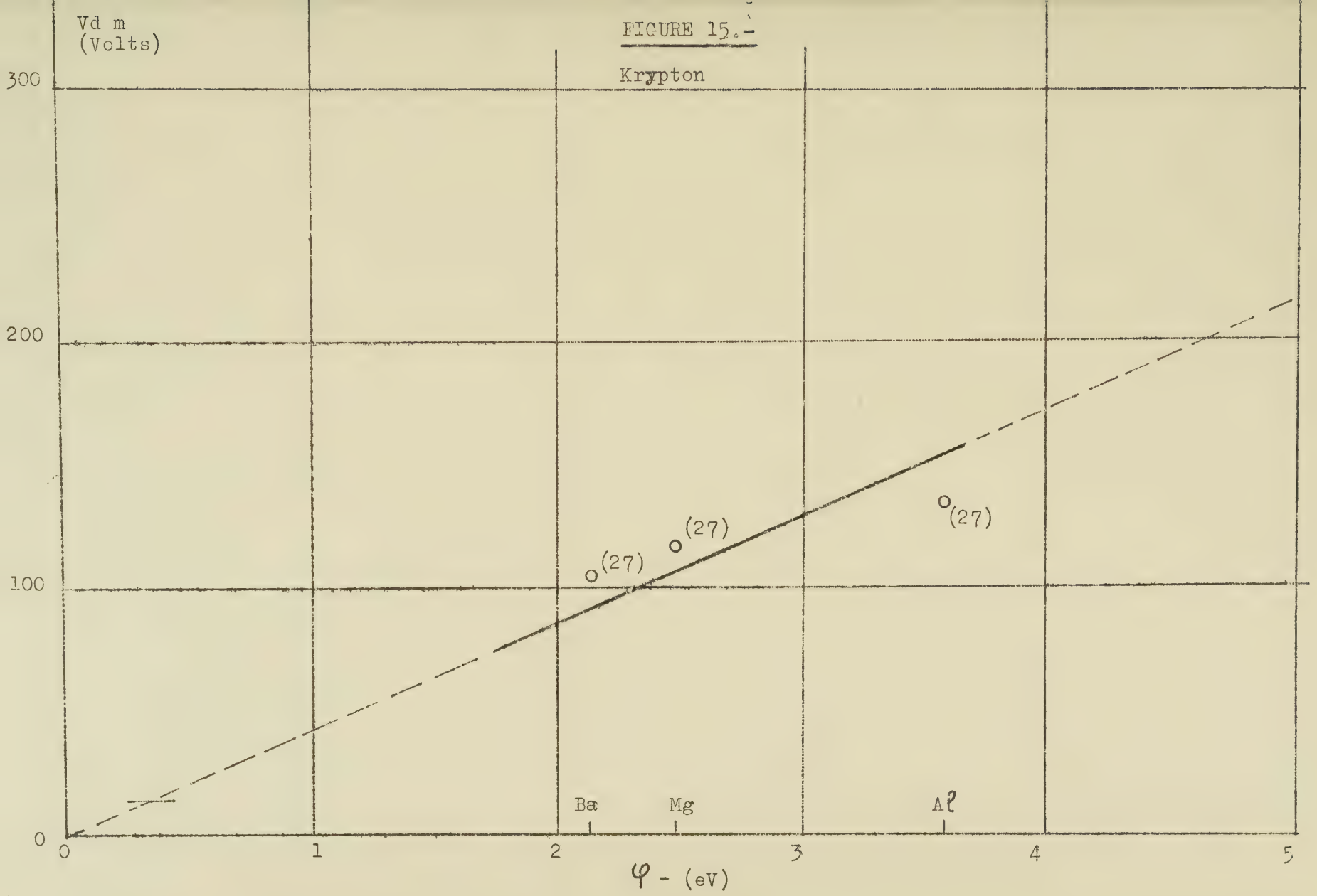


FIGURE 15.-

Krypton

FIGURE 16.-

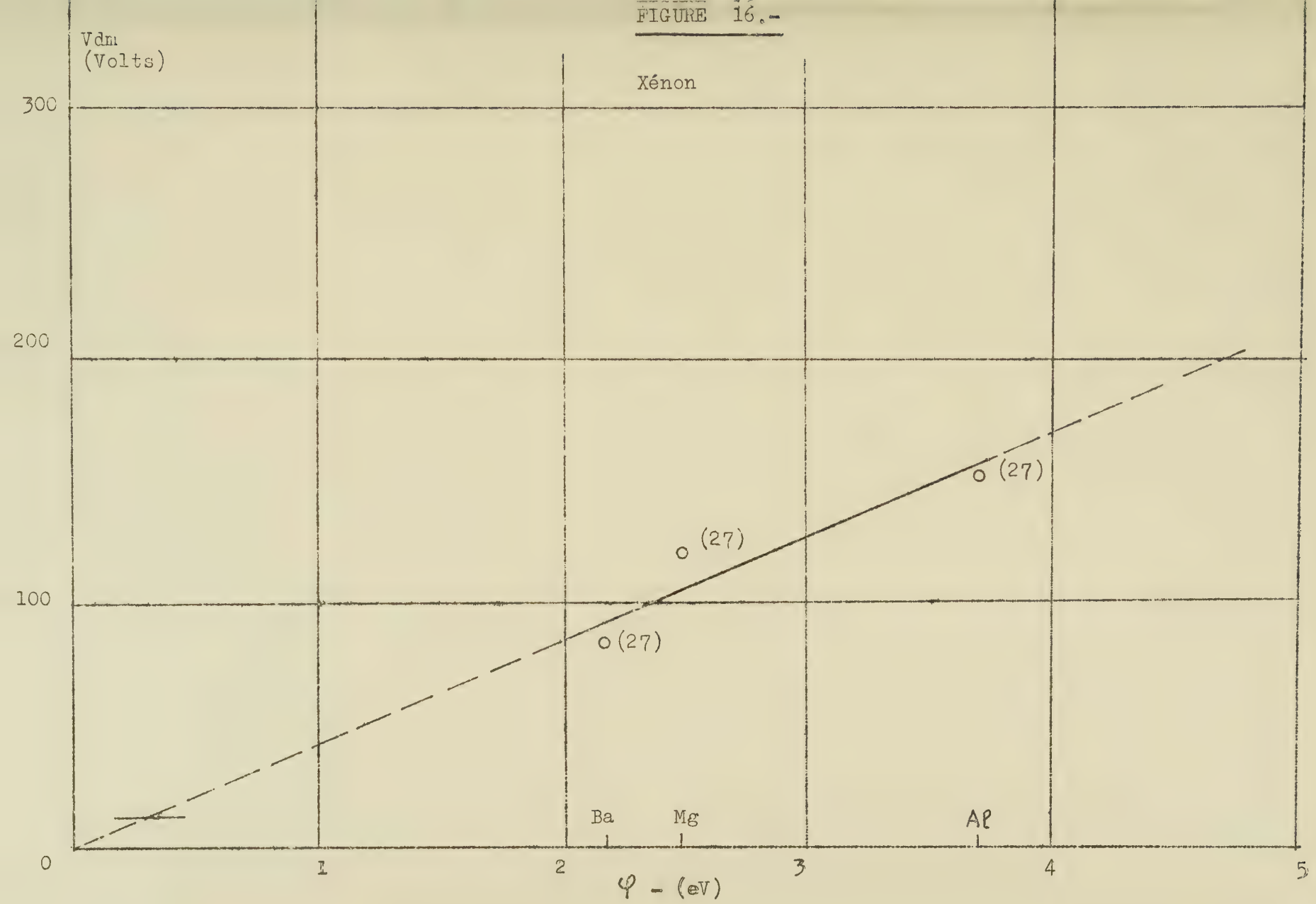
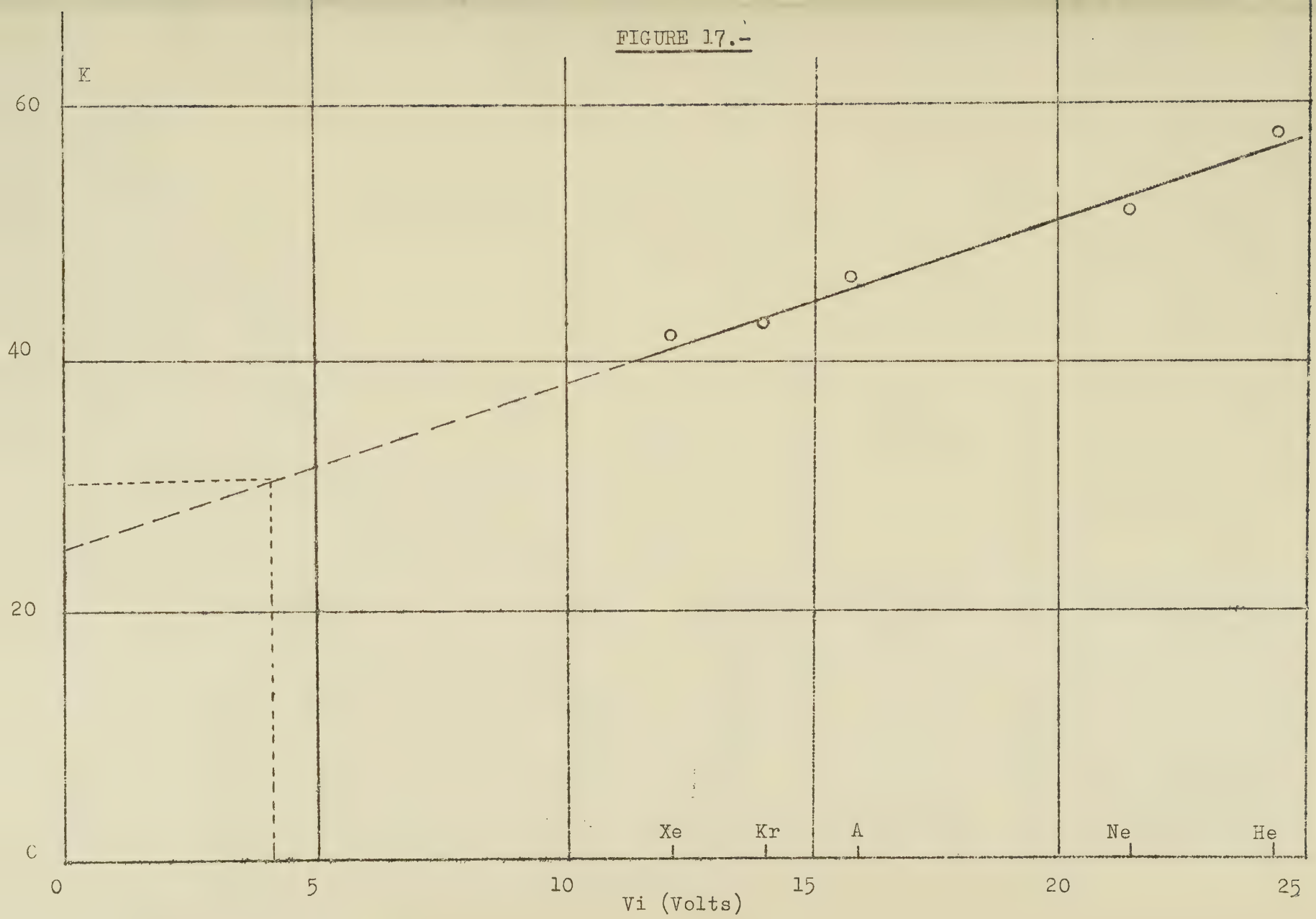


FIGURE 17.-



La figure 14 se rapporte à l'argon. Les valeurs (a) ont été calculées à partir de chiffres donnés par HEYMANN (31) (80 V. pour K et 175 V. pour Ni) qui correspon--dent à une cathode irradiée. Remarquons que l'abaissement de tension disruptive minimum, provoqué par l'irradiation, est de 22%. Il a été signalé plus haut qu'une cathode en nickel, dans lé néon, présente, quand elle est irradiée, une réduction du minimum de tension d'amorçage d'environ 25% (32).

Les valeurs (b) sont obtenues à partir de valeurs relevées par EHRENKRANZ (47) (89 V. pour Na, 200 V. pour Pt) qui correspondent très probablement à une cathode irradiée (abaissement du potentiel disruptif minimum de 26%).

La figure 15 se rapporte au krypton

La figure 16 se rapporte au xénon.

On voit que pour chacun des gaz rares, on peut admettre la relation:

$$\boxed{Vdm = K\varphi}$$

tout au moins pour les valeurs de φ supérieures à I, K étant une constante pour un gaz donné.

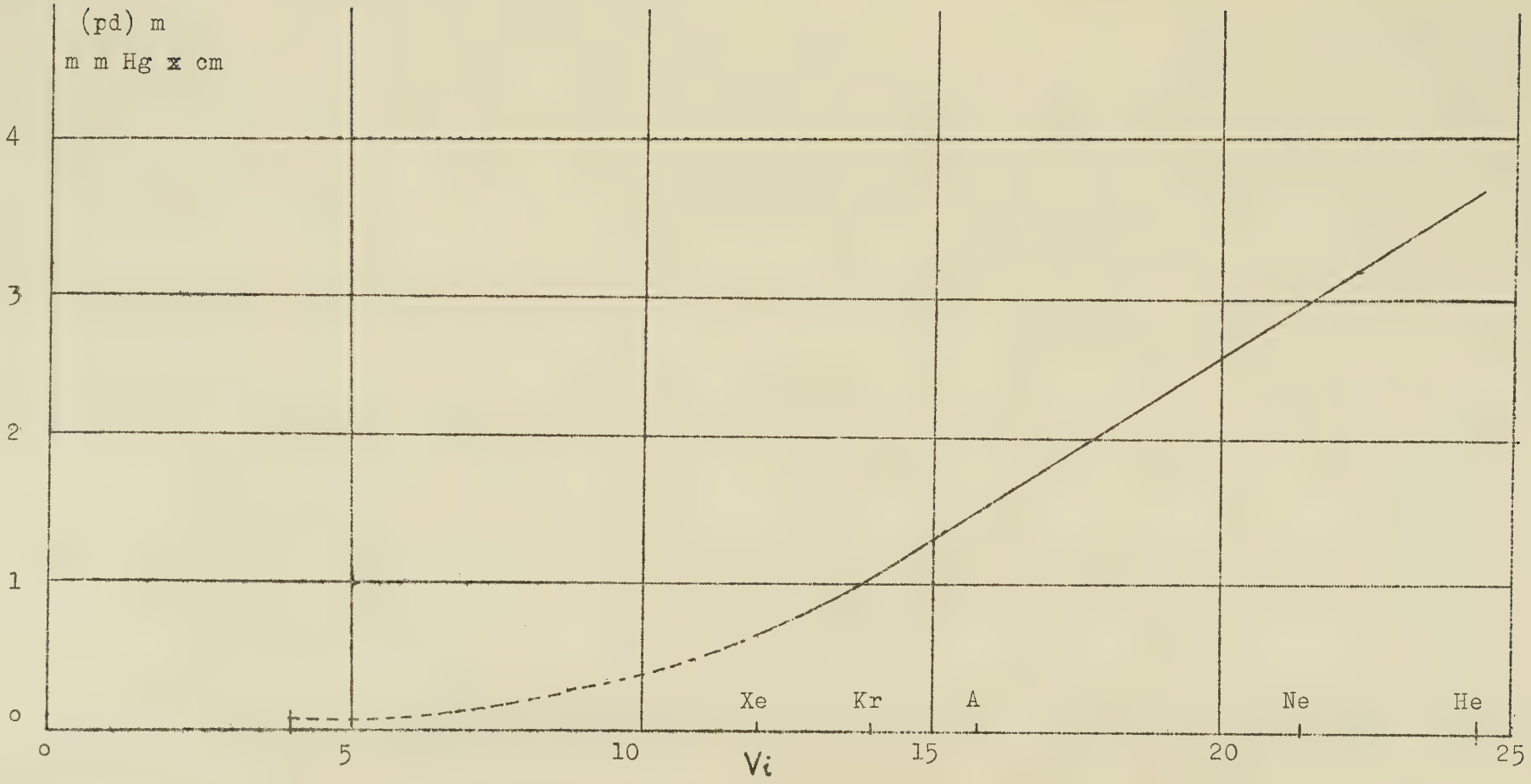
On a approximativement pour K les valeurs suivantes

Hélium	58
Néon	52
Argon	46
Krypton	43
Xénon	42

Sur la figure 17 nous avons représenté les valeurs de K en fonction des tensions d'ionisation Vi des gaz rares, à savoir:

He	24,5 V.	A	15,7 V.
Ne	21,5 V.	Kr	13,9 V.
		Xe	12,1 V.

FIGURE 18.-



K décroît avec la tension d'ionisation du gaz.

Pour les gaz rares, on a sensiblement $K - Ko = lVi$ Ko et l étant des constantes ayant approximativement les valeurs suivantes:

$$Ko = 25,5$$
$$l = 1,3$$

d'où $$\boxed{Vdm = (Ko + lVi)\,\varphi}$$

Pour une cathode donnée φ est une constante, et l'on peut écrire en posant $Ko\,\varphi = Vo$ et $l\varphi = L$

$$Vdm - Vo = L\,Vi$$

En extrapolant la droite vers les faibles valeurs de Vi, on peut remarquer que le néon renfermant un peu d'argon a une tension d'ionisation apparente d'environ 4 volts (du même ordre que celle des métaux alcalins).

En examinant les différentes courbes de PASCHEN, auxquelles nous avons fait appel pour connaître les valeurs de Vdm, on constate que la valeur de pd correspondant au minimum de Vdm, est à peu près indépendante de la nature de la cathode et diminue avec la tension d'ionisation du gaz (voir figure 18).

Pour le mélange néon + argon à quelques pour mille d'argon (pd)m est environ égal à 30, ce qui représente une valeur de l'ordre de 0,1 si on ne tient compte que de la pression partielle de l'argon. Cette évaluation est en accord avec l'extrapolation de la courbe figure 18 en prenant Vi = 4.

La relation $Vdm = K\varphi$ n'est valable que pour une surface cathodique exempte de toute souillure. Les écarts observés sont en particulier souvent dus à une légère oxydation de la cathode, qui, selon LLEWELLYN JONES (49) est fréquente.

La tension d'amorçage peut être abaissée, parce que l'émission électronique est accrue, à cause de l'effet de champ, qui s'ajoute à l'effet des ions positifs.

Si la surface cathodique est seulement ternie par un film très mince (épaisseur de l'ordre de 10^{-7} cm) il y a fixation sur celui-ci d'une charge d'ions positifs. Par contre, si la couche d'oxyde est plus épaisse (épaisseur su--périeur à 10^{-5}cm) l'émission prendrait naissance aux points où sont fixés des ions négatifs. Il s'établit, d'après MORGAN et HARCOMBE (50) un champ intense à travers l'oxyde (effet tunnel), de l'ordre de 10^{5} V X cm^{-1}.

Il en est de même si des poussières conductrices ou isolantes se sont fixées sur la cathode; par contre, d'après FISCHER (51) les modifications de la surface, provoquées par la pulvérisation cathodique, semblent avoir peu d'influence.

La relation proposée semble s'appliquer même à des cathodes complexes. Par exemple, HUXFORD (23) indique pour une cathode Ag-O-Cs dans l'argon, une tension disruptive minimum qui n'est que 0,55 fois celle d'une cathode Ni-Cs dans le même gaz. Cette dernière cathode n'étant pas à couche mince, on peut calculer le travail d'extraction de Ag-O-Cs à partir de celui de Cs, ce qui donne φ Ag-O-Cs = I environ.

En se reportant aux valeurs du seuil photoélec--trique (52) on a pour Cs = 6300 Å et pour Ag-O-Cs = 11500 Å.

Si la longueur d'onde au seuil est bien inverse--ment proportionnelle au travail d'extraction, on en déduit:

$$\varphi \text{ Ag - O - Cs} = \frac{1,8 \times 6300}{11.500}$$

valeur très voisine de I, et donc en excellent accord avec celle trouvée précédemment.

L'expression:

$$Vd = \frac{-\text{Log}\,\gamma}{\eta} \qquad \text{(III)}$$

appliquée dans le cas du potentiel disruptif minimum, où la charge d'espace est négligeable, nous permet d'écrire:

$$Vdm = (Ko + 1Vi)\,\varphi = \frac{-\text{Log}\,\gamma}{\eta} = F\left(\frac{-\text{Log}\,\gamma}{\alpha}\right) \qquad \text{(IV)}$$

Dans les conditions de notre étude, nous pouvons considérer que l'émission cathodique a essentiellement pour origine la libération d'électrons secondaires sous l'effet du bombardement par les ions positifs et par suite assimiler γ à γ_i.

A l'aide d'une méthode mettant en oeuvre la technique du spectromètre de masse, HAGSTRUM (53) a déterminé γ_i pour le tungstène en présence des différents gaz rares dans le cas d'ions ayant une faible énergie (10 eV), qui est bien le cas de nos expériences, quand les gaz sont purs. Ses résultats sont les suivants:

	γ_i
Hélium	0,293
Néon	0,213
Argon	0,094
Krypton	0,047
Xénon	0,018

D'autre part, d'après VON ENGEL (14), la valeur maximum de α pour pd = 1 varie, pour les différents gaz rares comme il est indiqué ci-dessous:

	α max
Hélium	3
Néon	4
Argon	14
Krypton	17
Xénon	26

En calculant l'expression $-\frac{\text{Log } \gamma}{\alpha}$ on trouve suivant les gaz:

Hélium	0,41
Néon	0,38
Argon	0,17
Krypton	0,18
Xénon	0,15

Pour les 3 gaz lourds: argon, krypton et xénon le produit pd correspondant à Vdm est de l'ordre de 1, si bien que les valeurs de α , indiquées ci-dessus peuvent être utilisées. En admettant que F est dans ce cas sensiblement constant, on voit que la relation linéaire:

$$-\frac{\text{Log } \gamma}{\alpha} = A + B\ Vi$$

est bien vérifiée. On peut constater d'autre part que

$$\frac{Ko}{A} \approx \frac{1}{B}$$

Pour les deux gaz légers: hélium et néon, le produit pd correspondant à Vdm est de l'ordre de 3. Les valeurs de α doivent être supérieures à celles indiquées. De plus, il faut tenir compte du fait que le champ est un peu plus élevé. En calculant les corrections (*), on trouve pour $-\frac{\text{Log } \gamma}{\alpha}$: dans le cas du néon 0,21 et dans le cas de l'hélium 0,22. Ces valeurs se placent convenablement sur la droite définie précédemment.

(*) α varie avec la pression et le champ suivant l'ex-
-pression

$$\frac{\alpha}{p} = a\ e^{b/F/p}$$

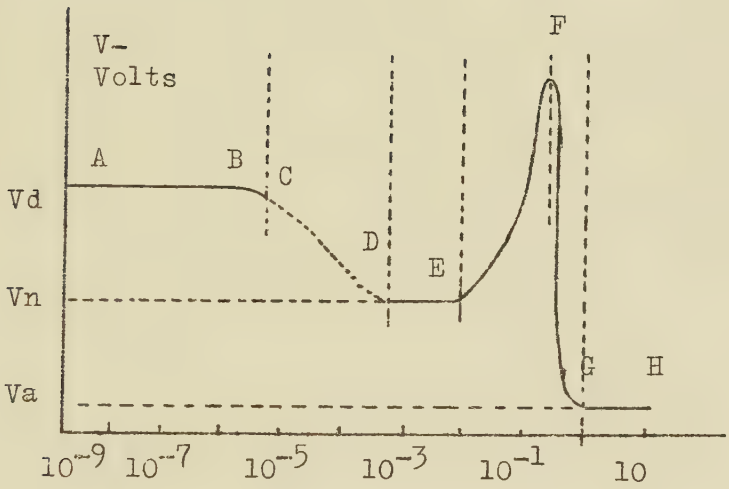


FIGURE 19.-

II - CHUTE CATHODIQUE DANS LA DECHARGE A LUEUR.

La figure 19 indique les différents régimes de la décharge entre deux plaques rapprochées, planes et paral--lèles, lorsque l'on augmente l'intensité du courant, par exemple en diminuant la résistance R de la figure I.

A la tension Vd il y a disruption. Dans la zone AC s'établit une décharge de TOWNSEND, pour laquelle, dans la région AB les charges d'espace n'influent pas sur la ten--sion de fonctionnement, alors que dans la région BC le champ électrique augmente devant la cathode, sous l'influence des ions positifs. Cette accumulation d'ions se poursuit dans la zone CD, puis en DE apparaît, sous une tension plus basse, un nouveau type de décharge appelé "décharge à lueur".

Considérons tout d'abord le cas correspondant au point E de la caractéristique. La lumière de la lueur s'étend sur toute la surface de la cathode. La totalité de la différence de potentiel est pratiquement concentrée dans une petite zone due à la charge d'espace provenant des ions positifs = elle est de l'ordre de 100 à 200 volts, car la décharge doit pourvoir elle-même à la libération des électrons de la cathode. Ceux-ci créent des ions positifs et un rayonne--ment. Les ions qui atteignent la cathode en libèrent d'autres électrons suivant le mécanisme de la décharge de TOWNSEND.

La tension de fonctionnement est de l'ordre de grandeur de la tension disruptive minimum de la courbe de PASCHEN, mais inférieure à celle-ci en raison de l'accrois--sement du champ.

En pratique, il faut tenir compte, entre autres, du rapport du nombre d'électrons libérés à la cathode par des ions positifs et des quanta lumineux au nombre d'électrons libérés par des atomes excités, rapport qui peut être

différent de celui existant pour la décharge de TOWNSEND.

La différence de potentiel dans l'espace sombre de CROOKES est appelée "chute cathodique"; elle est approxi--mativement égale, dans le cas de petites distances entre électrodes, à la différence de potentiel totale existant entre l'anode et la cathode.

La courbe de la figure 19 montre que la chute cathodique est approximativement constante dans un domaine DE d'intensité de courant. Cela est dû au fait que, dans la zone CD, la décharge se rétrécit et ne couvre au point D, où la décharge à lueur proprement dite s'établit, qu'une partie seulement de la cathode. De D vers E, la surface couverte croît. Tout se passe comme si plusieurs décharges étaient disposées en parallèle. La tension reste constante, de même que la densité de courant (intensité de courant par cm^2). Le courant croît proportionnellement à la section de la lueur. c'est le domaine de la "chute cathodique normale" (V n), qui se termine au point E où, finalement, la totalité de la cathode est recouverte par la lueur.

La chute cathodique normale a, pour chaque com--binaison de gaz et de matériau cathodique une valeur carac--téristique qui, la plupart du temps, dépend peu de la pression.

D'après JURRIAANSE (54), la chute cathodique normale du néon diminue de quelques volts quand la pression augmente de 10 mm (cette variation est attribuée aux effets de bords) et diminue d'environ un dixième de volt quand la température augmente de 10° (en raison du changement de den--sité du gaz).

De même que pour le potentiel disruptif, si la cathode est irradiée, la chute cathodique normale est abaissée, selon KLUGE et SCHULZ (55).

Pour un gaz donné, Vn a une valeur d'autant plus faible que la cathode émet plus facilement des électrons;

FIGURE 20.-

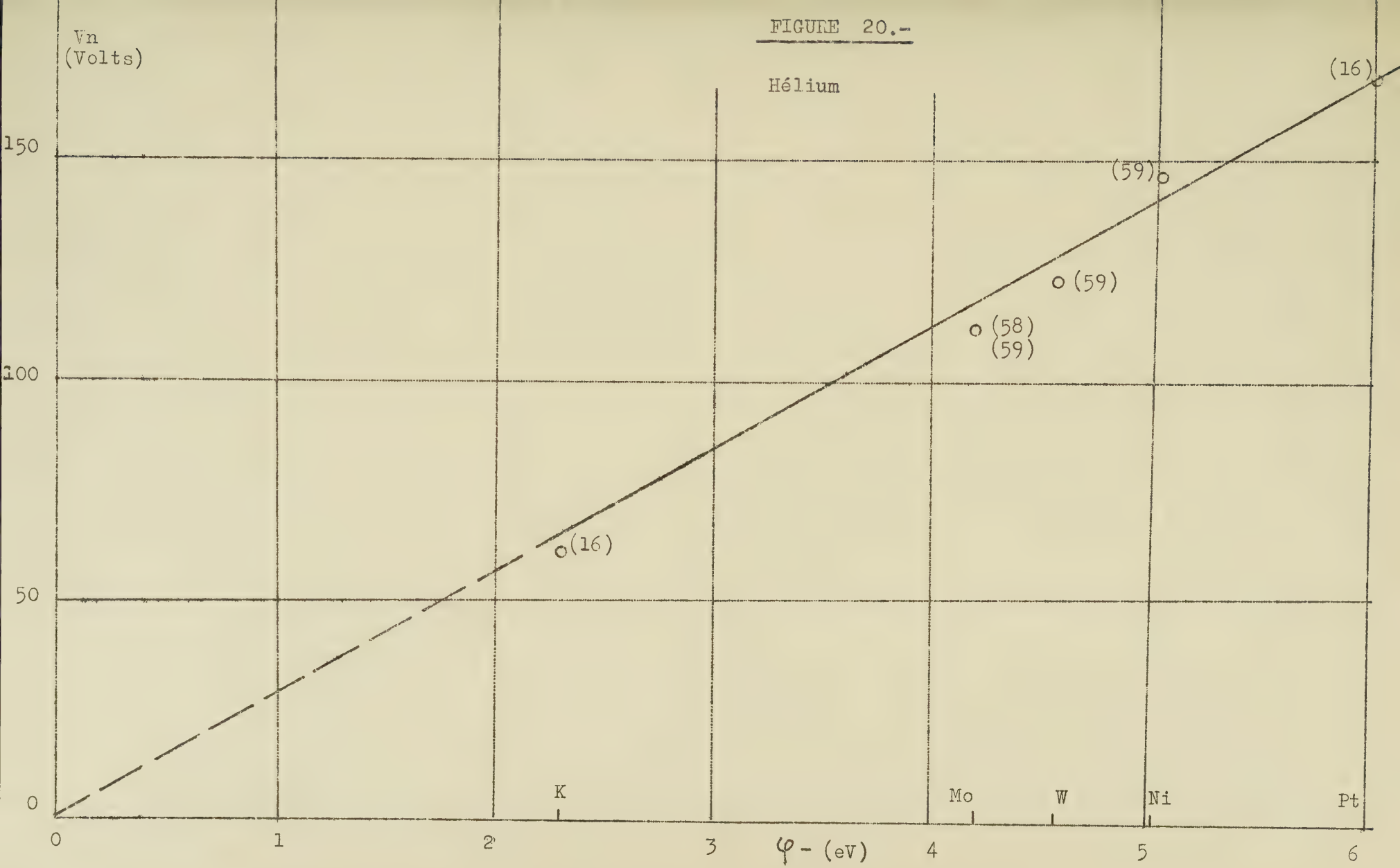
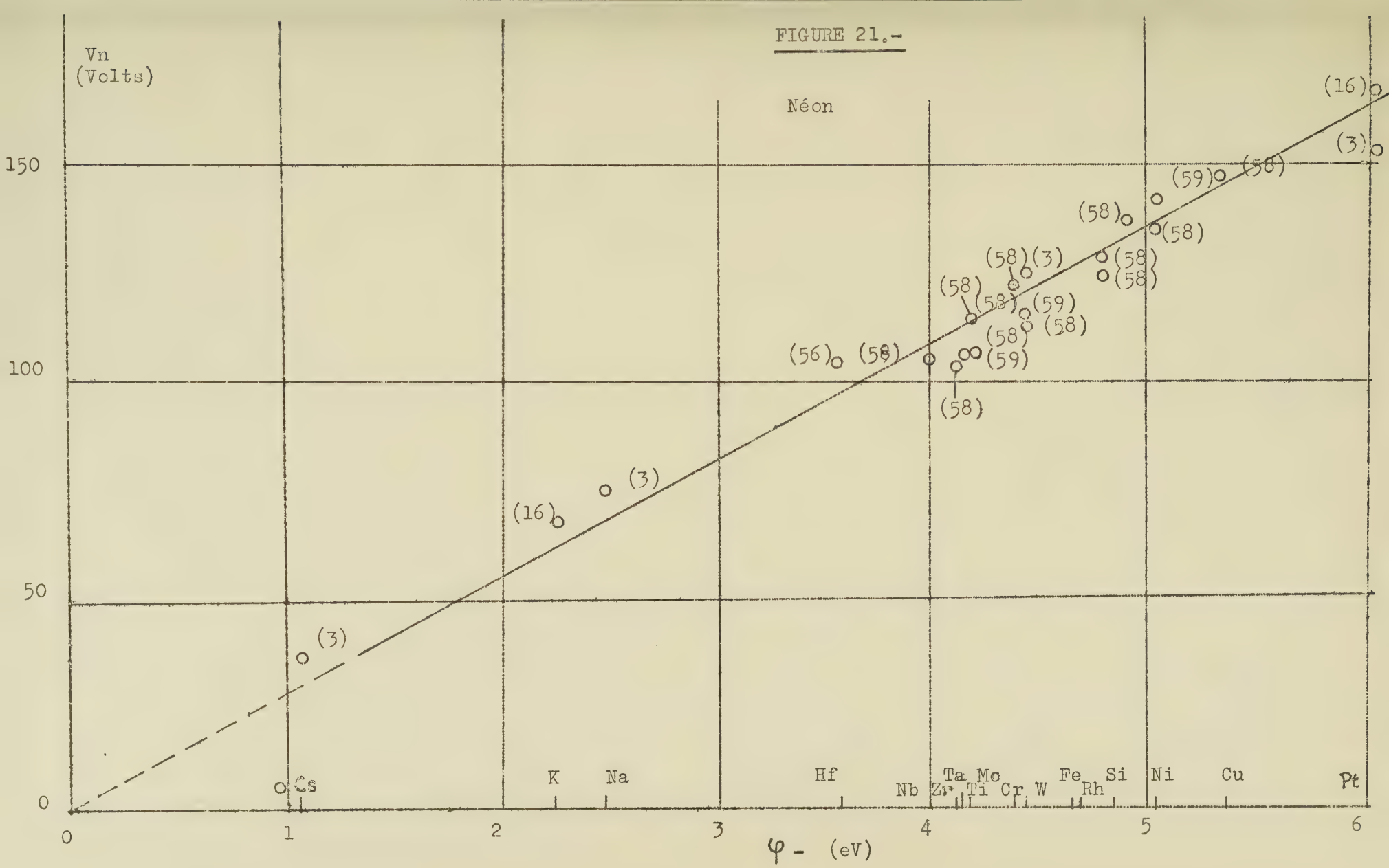

Vn
(Volts)
Hélium
150
100
50
0
(16)
(59)
(59)
(58)
(59)
(16)
K
Mo
W
Ni
Pt
0
1
2
3
φ - (eV)
4
5
6

FIGURE 21.-


Vn
(Volts)
Néon
150
100
50
0
0
1
2
3
4
5
6
φ - (eV)
Cs
K
Na
Hf
Nb
Zr
Ta
Ti
Mo
Cr
W
Fe
Rh
Si
Ni
Cu
Pt
(16)
(3)
(58)
(59)
(56)

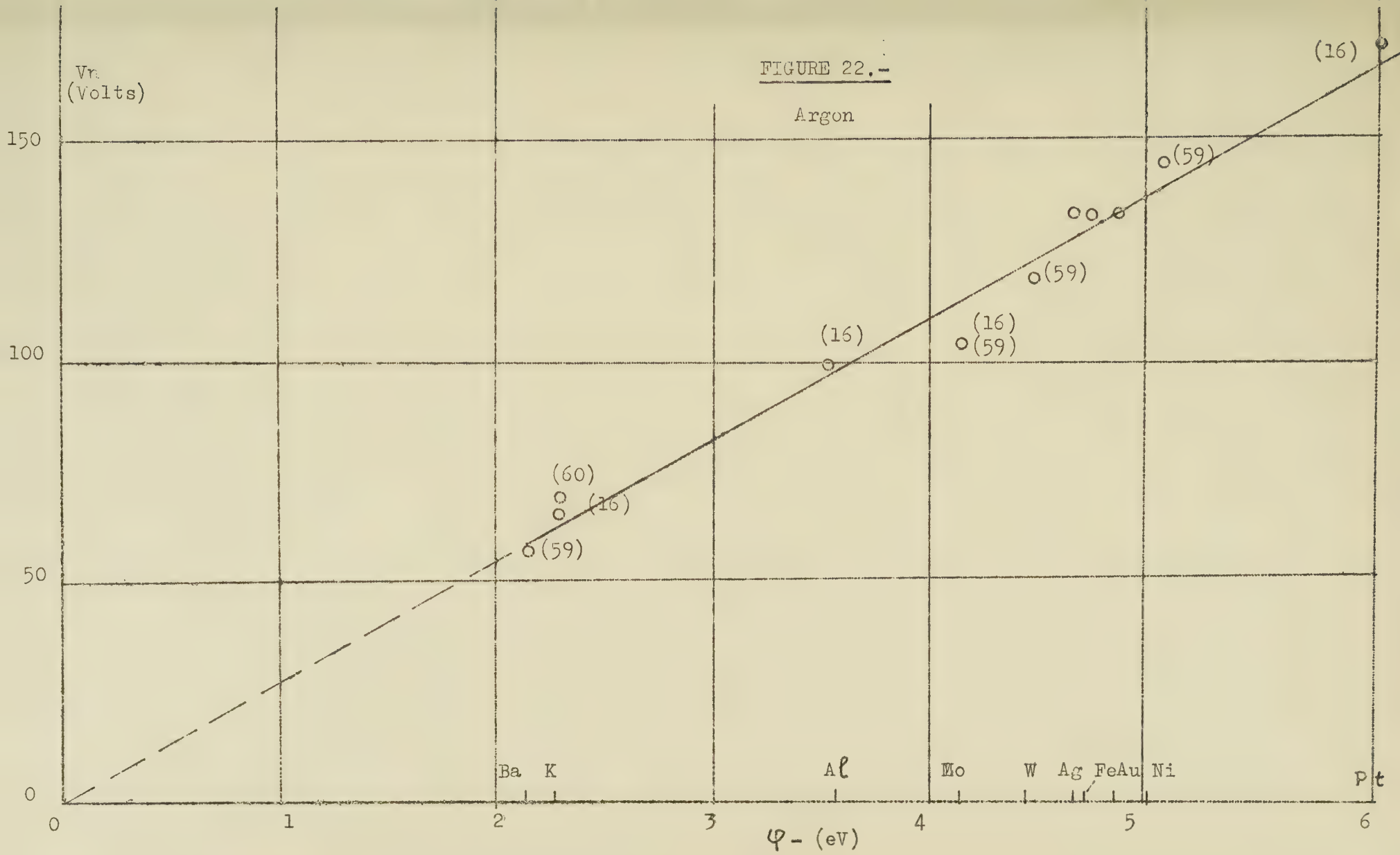


FIGURE 22.-
Argon
Vr
(Volts)
150
100
50
0
0
1
2
3
4
5
6
φ - (eV)
(16)
(59)
(59)
(16)
(59)
(16)
(60)
(16)
(59)
Ba
K
Aℓ
Mo
W
Ag
Fe
Au
Ni
Pt

en particulier, les métaux alcalins et alcalinoterreux ont une faible chute cathodique normale. La détermination expérimentale de Vn présente des difficultés car cette grandeur, comme le potentiel disruptif, dépend beaucoup de la propreté de la surface cathodique (en particulier dans les gaz rares la présence d'oxyde peut avoir une grande influence).

KNOLL et ses associés (56) ont proposé de relier Vn au travail d'extraction de la surface cathodique par la relation $Vn = C\varphi$.

C'est seulement depuis 1946 que l'on sait mesurer la chute cathodique normale avec précision, grâce à la technique basée sur la pulvérisation cathodique, qui donne des valeurs stables et fidèles. Remarquons que la valeur de Vn pour les monocristaux diffère légèrement suivant l'orientation du cristal, parce que le travail d'extraction diffère également. On a, par exemple, pour le germanium et le silicium, d'après DILLON Jr et FARNSWORTH (56 bis) les variations suivantes du travail d'extraction:

Orientation:	(100)	(110)	(111)
Germanium	4,77	4,78	4,79
Silicium	4,92	4,89	4,77

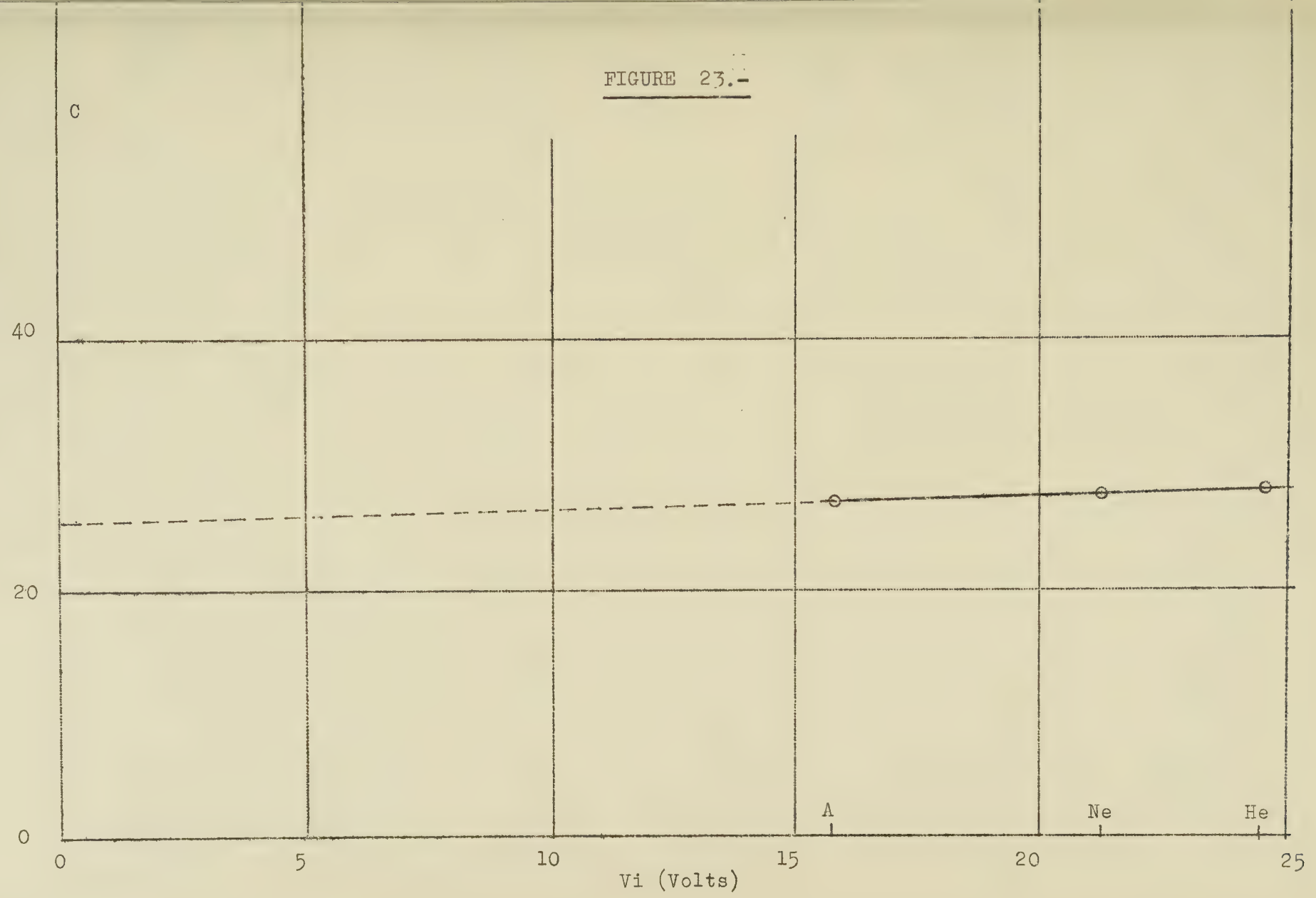
Pour une substance polycristalline, le travail d'extraction est par suite également différent.

Au cours du fonctionnement de l'appareil à décharge, le gaz qui se fixe dans la cathode modifie sa surface, d'où changement de Vn.

Faisant appel aux déterminations les plus récentes, nous avons, comme pour le potentiel disruptif, représenté pour l'hélium, le néon et l'argon, les valeurs de Vn en fonction du travail d'extraction du métal cathodique.

La figure 20 se rapporte à l'hélium;
La figure 21 se rapporte au néon;
La figure 22 se rapporte à l'argon.

FIGURE 23.-



On voit que, pour ces trois gaz, la relation de proportionnalité est assez bien vérifiée. On a approximativement pour C les valeurs suivantes:

Hélium:	27,5
Néon	27
Argon	26,5

Selon AHSMANN et VAN GELDER (57), la valeur pour le néon serait $27,5 \pm 0,4$. Utilisant ce chiffre, ils ont déterminé, en mesurant la chute cathodique normale pour le cuivre, quel est le travail d'extraction pour cet élément, et ils indiquent $\varphi Cu = 5,4$.

Il apparaît que C décroît très légèrement avec la tension d'ionisation du gaz. La figure 23 montre qu'on a, pour les 3 gaz étudiés, à peu près la relation:

$$C - Co = m\ Vi$$

Co et m étant des constantes, telles que

$$Co = 25,5$$

$$m = 0,08$$

En se reportant au chapitre traitant de la tension disruptive, on constate que pratiquement: Co = Ko.

Il existe trop peu de mesures utilisables de Vn, dans le krypton et le xénon, pour pouvoir déterminer, pour ces gaz, la valeur de C. Signalons que JURRIAANSE et ses associés (61) ont indiqué, pour le molybdène, les valeurs de 115 v. avec le krypton et 134 v. pour le xénon. Nous pensons que, comme cela se produit fréquemment, ces gaz n'étaient pas exempts d'oxygène, ce qui a pour effet de modifier le travail d'extraction du métal cathodique sur lesuel une couche d'atomes d'oxygène est adsorbée. WEISSLER et WILSON (62) signalent qu'une telle couche monoatomique accroît d'environ 1 eV le travail d'extraction. On aurait alors pour le xénon:

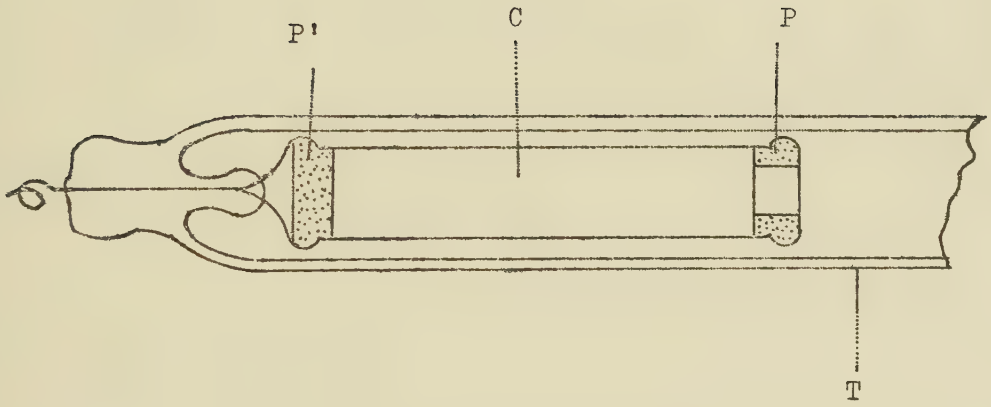


FIGURE 24.-

$$Vn = (25,5 + 12,1 \times 0,08)\ 5,15 = 135 \text{ volts}$$

ce qui est en bon accord avec la valeur mesurée. D'autre part, TAKEISHI (59) donne des chiffres pour Mo, W, Ni dans ces deux gaz, qui paraissent sujets à la même critique. Par contre, les valeurs indiquées pour le baryum (à partir d'oxyde) qui joue le rôle de getter pour l'oxygène, sont très sensiblement en accord avec la figure 23, en admettant pour le travail d'extraction de cette cathode 1,8 eV, puisque le support est en tungstène.

D'après MEISSNER (63) la chute cathodique normale pour le nickel en présence de néon renfermant quelques dixièmes pour cent d'argon est de 137 volts. Si on adopte pour la tension d'ionisation apparente de ce mélange la valeur 4, déterminée précédemment, on trouve en appliquant la relation indiquée ci-dessus: $Vn = (25,5 + 4 \times 0,08)5,03 = 130$ volts ce qui est une bonne approximation.

On peut donc écrire

$$\boxed{Vn = (Co + m\ Vi)\varphi}$$

Quand les électrodes ne sont pas planes, la chute cathodique est modifiée dans le sens d'un accroissement de la tension.

Pour des électrodes cylindriques identiques, à la nature près de la surface cathodique, nous avons recherché si la relation linéaire était toujours valable.

CONSTITUTION ET FABRICATION DES APPAREILS A DECHARGE.

Les électrodes sont conformes au dessin de

la figure 24. Elle sont essentiellement constituées par un cylindre C en tôle de 0,2 mm d'épaisseur roulée et soudée. La partie métallique a 60 mm de long et 12 mm de diamètre; elle est protégée, à chacune de ses extrémités, par des pièces P et P' en matière isolante et réfractaire (stéatite), celle placée à l'extrémité regardant la décharge étant percée d'une ouverture de 7 mm de diamètre. Ces pièces permettent d'éviter l'effet des bords.

On fixe, à chaque extrémité d'un tube en verre T une électrode de ce type. Le tube a un diamètre intérieur de 16 mm et une distance interélectrode de 0,5 m ou de 1 m. Le tube renferme de l'argon à la pression de 6 mm (de mercure) et une quantité de mercure suffisante pour que la vapeur soit saturante à la température ambiante de 25°C. Le mercure est introduit dans le tube avant que celui-ci soit scellé au dispo--sitif de pompage. Pour chaque nature de cathode, on a fabriqué deux lots de 5 tubes correspondant aux deux longueurs indi--quées.

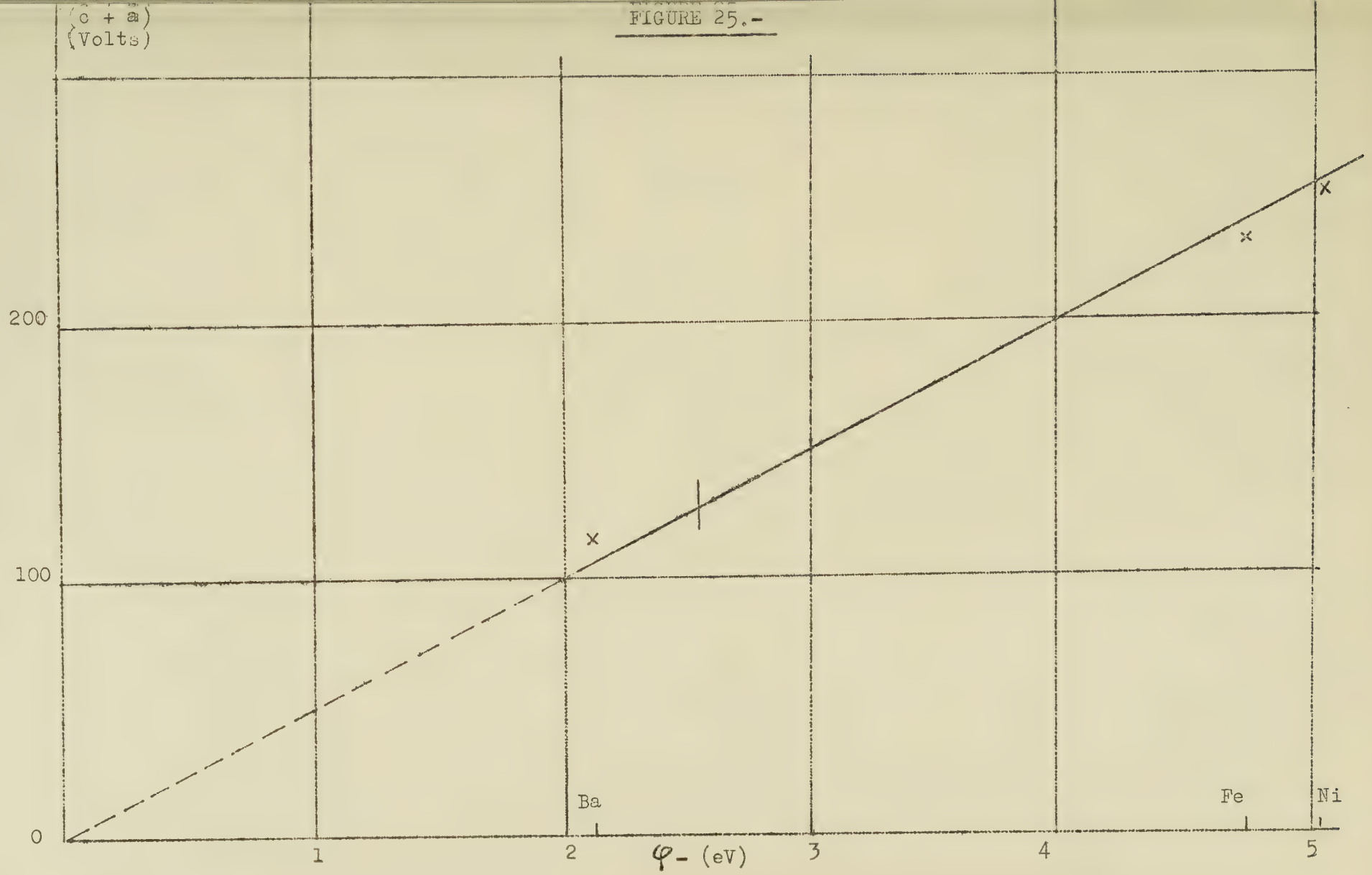
La "formation" des tubes s'effectue par passage d'une décharge dans l'argon à basse pression à une intensité de courant suffisante pour chauffer les électrodes au rouge et le verre du tube à la température convenable pour son déga--zage. Les tubes sont vieillis pendant 100 heures, en fonction--nant à une intensité de courant de 0,1 A en alternatif à 50 Hz.

TECHNIQUE DES MESURES.

La mesure de la tension de fonctionnement est faite à 25 $\pm$ 1°C sur des tubes alimentés en série par le secondaire à haute tension (6.000 volts) d'un transformateur à dispersion, après une heure au moins de mise en régime.

L'intensité de courant dans les tubes est mainte--nue à 0,1 ampère en agissant sur la tension primaire du

FIGURE 25.-



transformateur. On utilise un électromètre que l'on branche successivement aux bornes des différents tubes, sans interrom-pre leur fonctionnement. On a réalisé des tubes avec des électrodes en nickel, fer et baryum. Pour les cathodes en nickel et fer, on effectue la formation du tube dans des conditions telles qu'il se produit une pulvérisation à l'inté-rieur du cylindre. Pour celles en baryum, on revêt leur face interne d'un film de carbonate de baryum qui se décompose en baryum grâce à l'échauffement et à l'effet réducteur de la décharge.

RESULTATS.

La moyenne des valeurs V pour chaque lot de tubes est

	50 cm	100 cm
Nickel	350	450
Fer	331	429
Baryum	214	313

En appelant $V_{(c+a)}$ les chutes cathodique + anodique et v le gradient de tension dans l'espace inter-électrode, on a:

$$V = V(c + a) + dv$$

pour les tubes courts :

$$V\ 50 = V(c + a) + 50\ v$$

pour les tubes longs:

$$V\ 100 = V(c + a) + 100\ v$$

d'où: $V(c + a) = V50 - V100$

On trouve pour $V(c + a)$:

Nickel	250 volts
Fer	233 -
Baryum	115 -

Comme la chute anodique est faible en regard de la chute cathodique (quelques pour cent), on a porté directement sur la figure 25, les points représentant V(c + a) en fonction du travail d'extraction. Ici encore la relation linéaire proposée pour la chute cathodique normale est valable en première approximation.

APPLICATION.

Deux autres lots de tubes ont été réalisés dans lesquels l'électrode en nickel porte à son intérieur deux tiges de lanthane (à 3% de fer) de 1 mm de diamètre et 12 mm de long (fixées par soudage électrique). Lors de la formation, il y a pulvérisation du lanthane sur la face interne du cylindre.

On obtient pour V(c + a) un potentiel de 125 volts, ce qui correspond à un travail d'extraction de 2,5. Ce résultat montre un accord satisfaisant avec la valeur de 2,4 trouvée à partir de la mesure de la tension disruptive.

En se reportant à la caractéristique de la figure 19, on voit que, si l'on augmente l'intensité au-delà de E, on aborde la zone de "chute cathodique anormale" (Vb). La densité de courant et par conséquent aussi la charge d'espace des ions positifs croissent. Le champ se concentre encore plus à la cathode. On peut prouver qu'en général, Vb conserve la même valeur lorsque la densité de courant h varie proportionnellement à l'inverse du carré de la pression du gaz p, si bien que Vb est une fonction de la grandeur h/p^2.

Il est difficile de connaître exactement p, parce que le gaz et la cathode sont chauffés par la décharge à lueur. L'échauf-fement par unité de surface de la cathode dépend de h; de sorte que, pour une valeur déterminée de Vb, il est d'autant plus grand que p est lui-même plus grand.

Si la cathode est suffisamment chauffée, elle émet thermiquement des électrons à partir du point F. Ce maxi-mum se produit, avec une cathode non refroidie, d'autant plus tôt que la pression est plus élevée. Les cathodes fonc-tionnant en deçà du point F sont généralement appelées "catho-des froides", et celles fonctionnant au-delà "cathodes chaudes".

La pente de la partie EF de la caractéristique peut être plus ou moins forte suivant le type d'électrode. C'est ainsi qu'avec les cathodes en nickel activées au lanthane, il a été constaté que lorsque la formation est effectuée de manière à ce qu'il ne se produise pas de pulvérisation catho-dique (64), la lueur ne recouvre que les tiges de lanthane, et cependant V(c + a) est pratiquement constant (environ 150 volts) entre 0,025 et 0,5 A.

Différentes théories ont été proposées pour rendre compte des phénomènes se produisant au voisinage de la cathode. Nous examinerons comment les résultats obtenus précédemment s'accordent avec chacune d'elles.

1°- Théorie de l'énergie de recombinaison:

Lorsqu'une particule ionisée frappe la cathode, il est possible qu'un électron du matériau cathodique soit transféré à l'ion incident, qui est ainsi converti en un atome neutre (processus de neutralisation d'AUGER). D'après OLIPHANT

et MOON (65) ce transfert serait dû à une autoémission élec-
-tronique, à partir d'un niveau d'énergie dans le matériau correspondant à celle nécessaire à l'ionisation du gaz, provo-
-qué par le champ électrostatique de l'ion.

L'énergie libérée lors de la recombinaison peut donner lieu à une émission de rayonnement ou à un dégagement de chaleur. On suppose qu'une partie de cette énergie peut provoquer l'extraction d'électrons de la cathode. On doit donc avoir:

$$Vi \geqslant 2\varphi$$

lorsque l'énergie cinétique de l'ion est négligeable, en raison des transferts de charges, comme c'est le cas de notre étude pour des gaz purs à moyenne pression. Il en est effective-
-ment bien ainsi pour tous les gaz rares quel que soit l'élé-
-ment cathodique, puisque Vi pour le xénon est égal à 12,1 et φ pour le platine est au maximum 6,0 (d'après BEDREAG (66) le premier potentiel d'ionisation des métaux alcalins serait égal au double de leur travail d'extraction). L'éner-
-gie de l'électron éjecté serait égale à $e\,Vi - 2\varphi$.
Pour une cathode donnée, on devrait obtenir pour un nombre déterminé d'ions incidents, d'autant plus d'électrons que le gaz a une tension d'ionisation plus élevée. Il semble qu'il en soit bien ainsi d'après ce que nous avons indiqué précé-
-demment pour les valeurs de γi.

2°- Théorie de l'émission de champ:

On pourrait penser que lorsque la lueur apparaît, la charge d'espace positive qui s'établit dans la région cathodique est capable de provoquer une libération d'électrons par émission de champ. Cette émission peut être calculée à partir de l'équation de FOWLER - NORDHEIM:

$$J = C\,F^2\,e^{-\frac{D}{F}}$$

dans laquelle:

J est l'émission de champ en amp/cm^2

F est le champ en volts/cm

$$C = \frac{6,2 \times 10^{-6}}{E} \left(\frac{E'}{\varphi}\right)^{1/2}$$

$$D = 6,8 \times 10^{7} \ \varphi^{3/2}$$

E'= niveau d'énergie de FERMI

φ = travail d'extraction

$E = E' + \varphi$

D'après COBINE (6) on a:

$x\ p = a$

x = épaisseur du plasma correspondant à la chute cathodique (en cm).

p = pression (en mm)

a = constante

ce qui permet de calculer F.

Pour des conditions identiques à celles qui nous intéressent JACOBS & LA ROCQUE (67) ont trouvé que le courant calculé est considérablement plus faible que les cou-rants mesurés. Cette théorie n'est donc pas satisfaisante pour expliquer l'émission cathodique de la décharge à lueur. D'après ces deux auteurs elle ne permet pas non plus de rendre compte des phénomènes au moment de l'amorçage.

3°- Théorie de la mobilité des ions:

On considère que l'émission provoquée par un certain nombre d'ions frappant la surface de la cathode est d'autant plus importante que les ions demeurent plus longtemps

à son voisinage. Il en résulterait une émission plus faible pour les ions plus rapides. Cette théorie peut paraître justi--fiée pour les gaz rares, si on admet que les ions ont des vitesses d'autant plus grandes que le gaz est plus léger, mais ce sont en réalité les mobilités des ions à des pressions dif--férentes que nous devons considérer. On trouve (68) par exem--ple, pour une surface de baryum -lorsque la tension disruptive est minimum:

$$k^+(He) = 9{,}27 \times 10^4 \text{ cm/sec}$$

$$k^+(A) = 1{,}565 \times 10^5 \text{ cm/sec}$$

ce qui ne s'accorde pas avec la théorie exposée.

4°- Théorie de l'adsorption des ions:

L'ion adsorbé crée un champ qui peut être calculé par la méthode des images (induction d'une charge négative à la place de l'image que donnerait l'ion si la surface de la cathode était un miroir).

D'après MILLMAN & SEELY (69) le champ agissant sur cette charge peut être évalué en admettant que la distance charge-surface est égale au rayon de l'ion. On calcule alors l'émission de champ à l'aide de la relation de FOWLER-NORDHEIM. Selon JACOBS & LA ROCQUE (67) le courant calculé de cette manière, dans des conditions qui correspondent à celles de notre étude, est beaucoup plus important que celui que l'on observe.

5°- Théorie de la vie moyenne des molécules à la surface de la cathode:

D'après DUNOYER (70), le temps nécessaire à l'évapo--ration d'une molécule gramme d'un gaz adsorbé sur une surface d'un cm. est donné par la relation:

$$\sigma = a \sqrt{2\pi M R T}$$

a = fraction des molécules incidentes retenues par la surface

M = masse atomique du gaz,

π , R et T sont des constantes pour les gaz rares.

On peut admettre que a est le même pour des gaz similaires du point de vue chimique.

Il en résulte que σ serait proportionnel à $\sqrt{M}$ si la formule est également applicable à des ions. On en conclut que les ions lourds demeureraient au voisinage de la cathode plus longtemps que les ions légers et par suite que les premiers provoqueraient une émission plus importante que les derniers. Ceci n'est pas satisfaisant, si l'on se rapporte aux valeurs de δi données ci-dessus.

Nous avons montré que la tension disruptive minimum et la chute cathodique normale, pour les gaz rares, peuvent être représentées par une équation de la forme:

$$V = \varphi (A + B\, Vi)$$

Cette égalité exprime que V est:

1°- proportionnel à φ , c'est-à-dire que l'arrachement d'un électron de la cathode requiert d'autant plus d'énergie que le travail d'extraction du matériau constituant la surface cathodique est plus élevé.

2°- proportionnel à A + B Vi; ce qui signifie que l'énergie nécessaire pour faire mouvoir l'électron émis par la cathode est la somme de deux termes:

a) une énergie constante pour les différents gaz rares;

b) une énergie proportionnelle à la tension d'ionisation du gaz.

Quelle est la signification physique du terme A?

Aucune des théories exposées précédemment ne fournit d'explications satisfaisantes.

D'après MASSEY & BURHOP (9) lorsqu'un ion vient frapper une surface et est neutralisé (soit directement, soit plus probablement, dans le cas des gaz rares, en deux temps, avec formation intermédiaire d'un atome excité au niveau métastable) l'atome neutre formé peut demeurer adsorbé à la surface. Nous verrons dans le chapitre suivant que la décharge électrique dans les gaz rares provoque une fixation de gaz à la cathode, donc il est vraisemblable qu'une forte densité gazeuse existe en son voisinage immédiat.

On peut imaginer qu'il soit nécessaire de fournir à l'électron extrait de la cathode une certaine quantité d'énergie pour qu'il traverse la couche gazeuse à forte densité, cette énergie étant dépensée dans des chocs élastiques avec les atomes du gaz. Il paraît logique que l'entrave à la progression de l'électron constituée par la couche adsorbée soit indépendante du gaz rare, puisque l'adsorption n'est pas sélective (forces de Van Der Waals). Il est connu d'après FRANCIS (14) que la couche de gaz adsorbée provoque un potentiel de contact.

En regroupant les valeurs publiées par EHRENKRANZ (47), JONES & HENDERSON (71), FRICKE (72), HALE (73) FREY (74), pour le potentiel disruptif minimum de l'hydrogène et de l'azote, nous avons constaté que la relation $Vdm = K\varphi$ pouvait s'appliquer pour ces gaz, à condition de ne pas tenir compte des valeurs indiquées pour les cathodes en sodium (action chimique probable du gaz). D'autre part, dans un très récent travail, DAVIES et HOPKINS (74 bis) ont montré qu'il y avait bien, dans le cas de l'hydrogène, une relation linéaire entre le travail d'extraction de la cathode et le potentiel disruptif minimum.

On a trouvé:

$$K \approx 70 \text{ pour l'hydrogène}$$

$$K \approx 72 \text{ pour l'azote}$$

Les potentiels d'ionisation étant respectivement de 15,4 et 15,8 volts, la relation $Vdm = (Ko + L\ Vi)\ \varphi$ est bien vérifiée si:

$$Ko = 25,5$$

$$L = 2,9$$

Il en résulte que l'énergie à fournir pour que l'électron traverse la couche adsorbée est pratiquement la même pour l'hydrogène ou l'azote que pour les gaz rares. Ceci n'est pas surprenant puisque, d'après de BOER (75), ces gaz diatomiques sont adsorbés principalement sous forme d'atomes quand la température n'est pas très basse.

Par contre, la difficulté d'ionisation, représentée par 1, est à peu près deux fois plus grande pour l'hydrogène ou l'azote que pour les gaz monoatomiques.

Dans le même esprit nous avons rassemblé les valeurs publiées par KNOLL et ses associés (56) ainsi que par UYTERHOEVEN (5) pour la chute cathodique normale en présence d'hydrogène et d'azote. On en tire que $C \approx 47,5$ pour l'hydrogène et 48,5 pour l'azote, ce qui conduit pour la relation $Vn = (Co + m\ Vi)\ \varphi$ à:

$$Co = 25,5$$

$$m = 1,45$$

On peut remarquer que pour les gaz rares ainsi que pour l'hydrogène et l'azote le coefficient m est plus petit que le coefficient 1, ce qui est logique puisque dès que la décharge est amorcée la charge d'espace au voisinage de la cathode provoque un accroissement du champ électrique. La difficulté d'ionisation est ici beaucoup plus grande pour les

deux gaz diatomiques que pour les gaz rares.

Lorsque les électrodes sont voisines l'une de l'autre presque toute la tension est concentrée dans un espace qui se limite à une distance dc du plan de la cathode. Cette tension, Vc, est reliée à pdc par une courbe de PASCHEN. Au moment de l'allumage on est situé sur la branche de droite de la courbe. Lorsque le courant augmente dc diminue et on se déplace de droite à gauche jusqu'à ce que pdc = (pd)m. Si le courant continue à croître la charge d'espace s'étend sur la cathode mais dc reste constant et par suite aussi Vc qui est alors égal à Vn. Lorsque toute la surface cathodique est recouverte, l'augmentation du courant réduit à nouveau dc: on parcourt de droite à gauche la branche de gauche de la courbe de PASCHEN d'où accroissement de la tension.

Pour un appareil à décharge, dont le produit pd est supérieur à (pd)m, mais pas trop éloigné de cette valeur, on a sensiblement

$$Vd = Vdm + A \left[(pd) - (pd)m\right]$$

expression dans laquelle A dépend essentiellement du gaz. L'influence sur Vd de la nature de la cathode se trouve donc réduite lorsque l'on s'éloigne du minimum; c'est probablement à cause de ce fait que l'effet du matériau cathodique sur le phénomène d'amorçage a longtemps été considéré comme négligea-ble.

III - OBSERVATIONS ET CONSIDERATIONS COMPLEMENTAIRES.

A - PULVERISATION CATHODIQUE ET ABSORPTION DANS LA DECHARGE A LUEUR.

A mesure que la chute cathodique s'accroît, il se produit d'une façon de plus en plus intense, une modification de la surface cathodique, appelée "pulvérisation cathodique". Elle consiste dans l'arrachement d'atomes de la surface de la cathode par les ions positifs. Elle est fonction de la masse et de l'énergie de l'ion, de l'angle d'incidence et des propriétés mécaniques du matériau cathodique. L'enlèvement d'un atome de la surface se produit quand l'énergie que lui communique l'ion qui la frappe est suffisante pour briser ses liaisons avec les atomes adjacents. La tension seuil Vo pour la pulvérisation par des ions frappant sous l'incidence normale un monocristal, est donnée d'après WEHNER (76) par la relation empirique suivante:

$$Vo = \frac{1,7 \times 10^5 \, (Mg + Mm) \, \Phi^2}{Mg^{0,5} \; Mm \; Vs}$$

avec

Mg = masse atomique des ions du gaz
Mm = masse atomique des atomes pulvérisés
Vs = vitesse globale du son dans la cathode en cm/sec.
Φ = chaleur de sublimation du métal cathodique en k cal/mol.

On a trouvé que la pulvérisation se produisait avec des énergies beaucoup plus faibles, quand les ions arrivent sous une incidence oblique. Les atomes situés sur les bords, dans les angles, aux imperfections mécaniques ou au voisinage des parties isolantes, sont particulièrement atteints par la pulvérisation, parce que le champ y est plus intense.

On peut définir une grandeur δ représentant le

nombres d'atomes de métal libérés par un ion positif; selon TOLANSKY (77) δ augmente avec la masse atomique du gaz; elle diminue avec la pression, croît avec la vitesse des ions et dépend de la cathode et de son état de surface. Sa valeur est très grossièrement de l'ordre de 10^{-3} fois la différence entre la tension de l'ion et Vo.

Par suite de chocs avec les atomes de gaz, une fraction des atomes métalliques libérés revient vers la cathode. Avec une cathode plane et une chute cathodique normale la fraction renvoyée domine nettement. L'effet de pulvérisation sera donc d'autant plus grand que la pression sera plus faible et que les surfaces sur lesquelles les particules pulvérisées peuvent se déposer seront plus rapprochées de la cathode. Pour une décharge entre cathode et anode réceptrice plane placées à une distance d, δ est inversement proportionnel au produit pd.

La pulvérisation cathodique s'apprécie aussi par la vitesse de pulvérisation (en mg par A. heure).

La pulvérisation cathodique apparaît comme un phénomène si complexe, qu'il semble difficile qu'une théorie vraiment satisfaisante puisse être proposée, malgré les travaux de TOWNES (78) et de ECKER et EMELEUS (79).

Lorsqu'un appareil fonctionne en régime de décharge à lueur, la pression du gaz qu'il renferme diminue progressivement au cours du fonctionnement. Les ions du gaz sont, soit projetés à l'intérieur de la cathode, soit entraînés par les atomes pulvérisés et emprisonnés dans d'autres endroits de l'appareil.

On admet généralement que, pour le néon, la durée de fonctionnement en courant alternatif est donnée par la formule:

$$t = \frac{s\, p^4\, v}{i^2\, F}$$

S = aire de la face interne de l'électrode (cm^2)

p = pression du gaz (mm de Hg)

v = volume de l'appareil à décharge (cm^3)

i = intensité du courant (mA)

F = facteur de proportionnalité.

dépend de la nature et de la forme des électrodes (cylindre u cône par exemple), de la distance entre l'électrode et la arci de l'appareil à décharge, du mode de fabrication de cet ppareil (pureté des matériaux). Pour tenir compte de l'inter- action des différentes variables on peut donner à F la forme i-dessous:

$$F = a + bS + cv + di + ep + fSv + gvi + hip$$

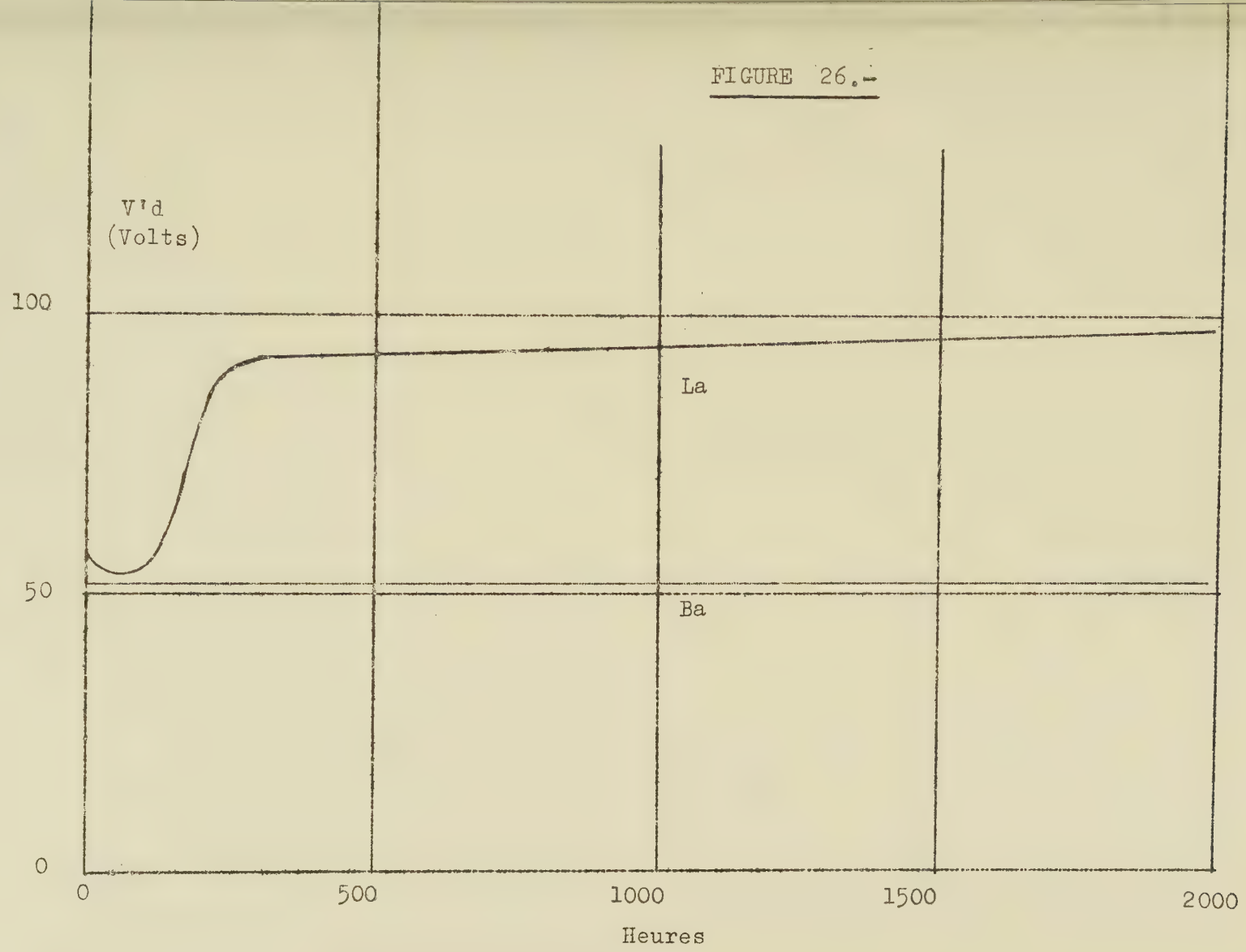
ormule dans laquelle a, b, c, d, e, f, g, h sont des constantes.

Pour des électrodes cylindriques en fer et du éon le facteur F est de l'ordre de 1.

Le nombre d'atomes disparaissant par unité de emps est d'autant plus grand que le gaz est plus léger, mais ette vitesse d'absorption ne semble pas liée à une propriété articulière du matériau cathodique.

Pour un même métal, l'absorption augmente avec a chute cathodique, mais une même chute cathodique pour deux atériaux différents n'implique pas une même vitesse d'absorp- tion.

FIGURE 26.-



COMPTE RENDU D'EXPERIENCES.

1°- La réalisation d'appareils à décharge ayant une durée de vie satisfaisante, impose de proportionner la surface utile de la cathode à l'intensité du courant de fonction-nement. Dès 1916, G. CLAUDE indiquait que, pour le néon, cette surface doit être au minimum de 15 mm^2 par mA. Actuellement, pour des électrodes conformes à la figure 24, on adopte dans le cas d'une atmosphère d'argon et mercure, une superficie interne du cylindre d'environ 24 mm^2 par mA pour le nickel ou le fer, et 20 mm^2 par mA pour ces métaux revêtus de baryum (à partir de carbonates). Avec ces valeurs, la chute cathodique demeure assez faible pour que l'absorption de l'argon (à la pression de quelques millimètres) soit très lente. Les catho-des renfermant du lanthane, grâce à la constance de leur chute cathodique selon l'intensité du courant, peuvent, pour une même surface utile du métal support, fonctionner à une densité de courant double de celle indiquée ci-dessus.

Ces dernières électrodes donnent lieu, lors de leur fonctionnement, à une fixation du mercure beaucoup plus importante que celle qui se produit pour le nickel ou le baryum.

2°- Pour l'appareil à décharge conforme à la figure 7, on constate, lorsqu'il fonctionne avec un courant de 0,5 mA, une évolution très différente de sa tension d'amor-çage au cours du temps, selon que les électrodes sont en baryum ou en lanthane (voir figure 26). Pour le baryum V'd est pratiquement constant jusqu'à 2.000 heures, tandis que, pour le lanthane il y a un léger abaissement pendant les pre-mières dizaines d'heures, suivi d'un accroissement rapide pendant une centaine d'heures, après quoi la tension d'amorçage est pratiquement constante jusqu'à 2.000 heures. Ce comporte-ment s'explique par l'absorption des ions d'argon que renfer-me le mélange constituant l'atmosphère de l'appareil à

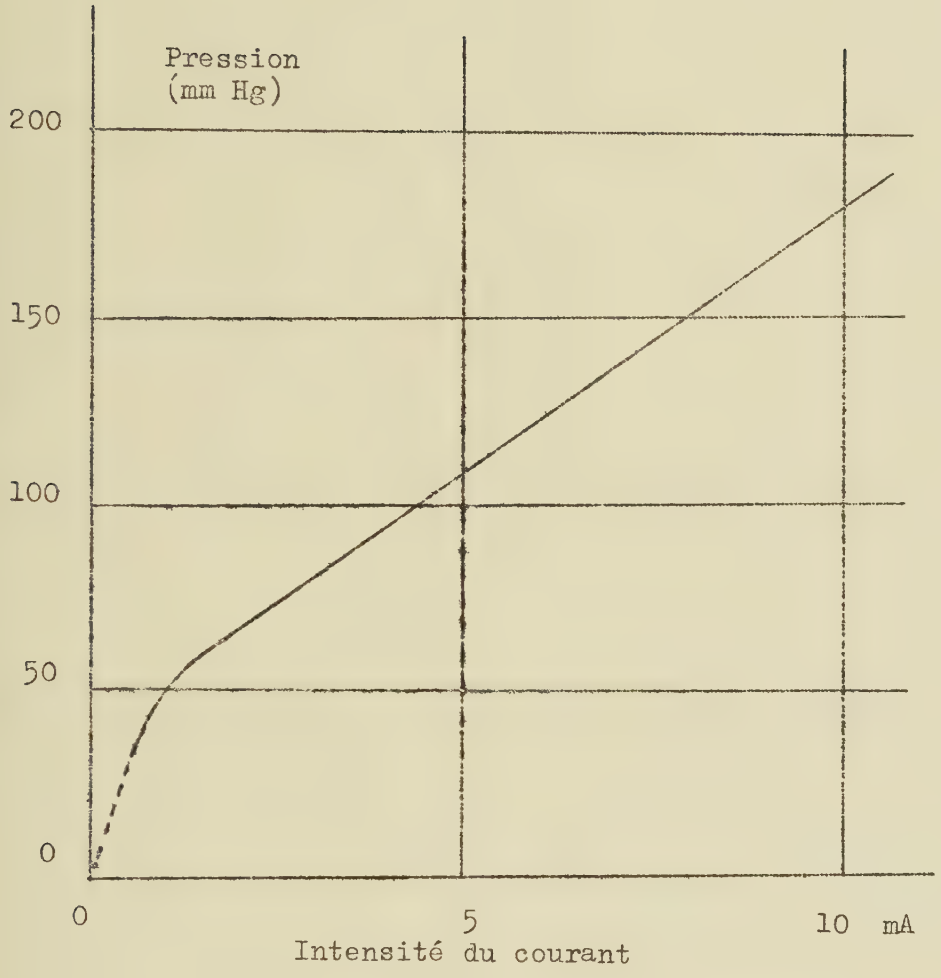


FIGURE 27.-

décharge. Comme ce mélange renferme 1% d'argon, la disparition de l'argon commence par abaisser la tension d'amorçage, parce que l'on se rapproche du pourcentage d'argon donnant la plus basse tension d'amorçage, après quoi l'argon disparaît totale-ment et la tension d'amorçage est alors celle correspondant au néon pur (on constate effectivement une modification spec-trale de la lueur cathodique).

Après 2.000 heures de fonctionnement, l'appareil à électrodes au baryum est recouvert d'une forte pulvérisa-tion, alors que celui à électrodes en lanthane n'a subi aucun noircissement.

Ceci semble confirmer ce qui a déjà été signalé par d'autres observateurs: dans une certaine mesure la pulvé-risation cathodique s'oppose à la disparition du gaz, car les atomes de gaz incorporés à la surface de la cathode sont libérés avec les atomes de métal.

Pour l'appareil à électrodes en lanthane, il est possible d'obtenir la même allure de courbe que celle donnée pour ce métal sur la figure 26, même pour des intensités de courant plus grandes, à condition d'utiliser une plus forte pression du mélange gazeux. La figure 27 indique, en fonction de l'intensité du courant de fonctionnement, la pression mini-mum nécessaire pour atteindre ce résultat.

B - CHUTE DE TENSION AUX ELECTRODES DANS LA DECHARGE EN ARC.

Considérons un tube renfermant du néon et muni de deux électrodes sphériques en tungstène proches l'une de l'autre.

Lorsque l'intensité du courant est supérieure à sa valeur au point F (voir figure 19), il s'établit une

décharge par arc autonome, parce que le tungstène est porté à une température assez élevéepour qu'il émette des électrons en nombre suffisant.

Le passage de la lueur à l'arc a pour origine un accroissement soudain de l'émissivité de la cathode. Il y a une si grande libération d'électrons en un temps si court, que l'ionisation au lieu de s'effectuer par le processus normal de la diffusion, s'opère par onde spatiale, l'importance de cette onde étant d'autant plus grande que la pression est plus basse. Le courant passe d'une valeur de l'ordre du mA à une valeur de l'ordre de l'A. en un temps de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-8} seconde , le temps de transition, selon WESTBERG (80), diminuant quand la pression augmente.

Le passage de la lueur à l'arc dépend de la nature de la cathode, mais aussi de l'état de sa surface: imperfections mécaniques, couche d'oxyde, sel ou autres impuretés jouent un rôle important dans l'initiation du phénomène comme l'indique EDELS (81). L'arc a tendance à prendre naissance à la limite entre la surface souillée et la surface propre. Le cas de l'aluminium légèrement oxydé est particulièrement probant. Si on laisse s'opérer une pulvérisation cathodique suffisante, le passage à l'arc devient beaucoup plus difficile. JENKINS et BENJAMIN JONES (82) signalent qu'il en est de même, si l'on fait disparaître par polissage le film d'oxyde recouvrant la cathode.

La manière selon laquelle s'effectue l'ionisation, à partir de l'oxyde, n'est pas actuellement bien connue. Le courant aurait pour origine l'émission du métal sous l'effet du champ électrique: les électrons formés, en traversant les pores de l'oxyde, donneraient naissance à des photons qui pourraient contribuer à une ionisation cumulative de l'oxyde jusqu'à sa disruption. Cette hypothèse repose en partie sur le fait que si le film d'oxyde n'est pas poreux, le passage à

l'arc s'effectue bien plus difficilement. Pour BOYLE et AWORTH (83) le mécanisme du passage à l'arc fait songer à ne émission de champ.

Dès que la transition est opérée, l'entretien e la décharge requiert moins d'ions, si bien que le nombre 'ions formés par électron peut diminuer; en d'autres termes, a tension baisse. Jusqu'au point G la température de la catho- de en tungstène croît. La densité de courant à la cathode st alors notablement plus élevée. Etant donné que les ions ositifs, qui se dirigent vers la cathode, possèdent une mobi- lité beaucoup plus petite que les électrons qui se meuvent n sens inverse, les ions produisent devant la cathode, une ouche positive de charge d'espace. Ces charges d'espace créent n champ plus intense devant la surface de la cathode, si bien ue l'émission de celle-ci est fortement accrue (effet CHOTTKY).

Au delà de G, l'émission thermionique peut evenir si intense qu'elle procure la plus grande partie des lectrons. Le chauffage de la cathode se poursuit sous l'effet es ions positifs. Comme il n'est pas possible de déterminer xactement l'apport de chaque processus, SPEROS (84) propose e faire appel, pour juger de l'émissivité de la cathode, à a tension disruptive et à la chute cathodique.

La chute cathodique est ici de l'ordre du ixième de ce qu'elle était pour la décharge à lueur; elle épend de la nature de la cathode et du gaz, mais aussi de la résence de celui-ci.

Le nombre d'électrons que peut émettre, dans e vide par seconde et par cm^2 la surface chauffée d'un métal st donné par la formule bien connue de RICHARDSON

$$j = AT^2 \; e^{\frac{-\varphi}{kT}} \qquad \text{(IV)}$$

dans laquelle

j est le courant en ampères par cm2

T est la température absolue du métal

φ est le potentiel de sortie du métal

A = constante de l'émission (A. par cm^2 x deg^2)

K = constante de BOLTZMANN = 8,62 x 10^{-5} eV

Pour les faibles tensions d'anode Va, il y a formation d'une charge d'espace électronique au voisinage de la cathode, parce que les électrons déjà sortis repoussent ceux qui sont prêts à quitter le métal. Pour une cathode plane, le courant est donné par la formule de LANGMUIR (85)

$$J = 2{,}33 \times 10^{-6} \quad \frac{Va^{3/2}}{d^2} \qquad (V)$$

La formule (IV) s'applique pour les grandes valeurs de Va et les petites valeurs de T et l'équation (V) dans le cas contraire.

La présence d'un gaz réduit encore la valeur de j, quand la tension d'anode est faible, car les électrons, par suite des chocs avec les atomes de gaz, mettent plus de temps pour aller de la cathode à l'anode, et par conséquent la charge d'espace négative est accrue.

Quand Va atteint le potentiel d'ionisation du gaz, les électrons peuvent alors provoquer l'ionisation des atomes du gaz et les ions formés sont en mesure de neutra-liser partiellement la charge d'espace négative. L'effet de répulsion est réduit, si bien qu'un plus grand nombre d'électrons peuvent quitter la cathode. Comme les ions posi-tifs sont beaucoup plus lents que les électrons et perdent par choc plus d'énergie qu'eux, un ion peut neutraliser la charge d'espace d'un grand nombre d'électrons. Il y a formation d'une charge d'espace positive qui augmente l'émission électro-nique de la cathode. Le champ électrique est alors pratiquement

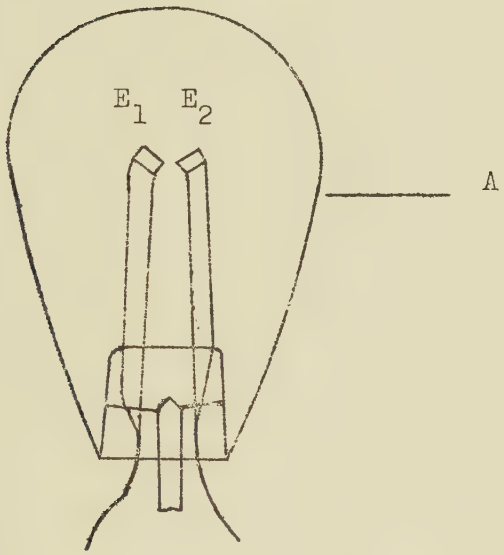
limité à une couche mince au voisinage de la cathode. Le courant n'est plus limité que par la résistance placée en série avec l'appareil à décharge.

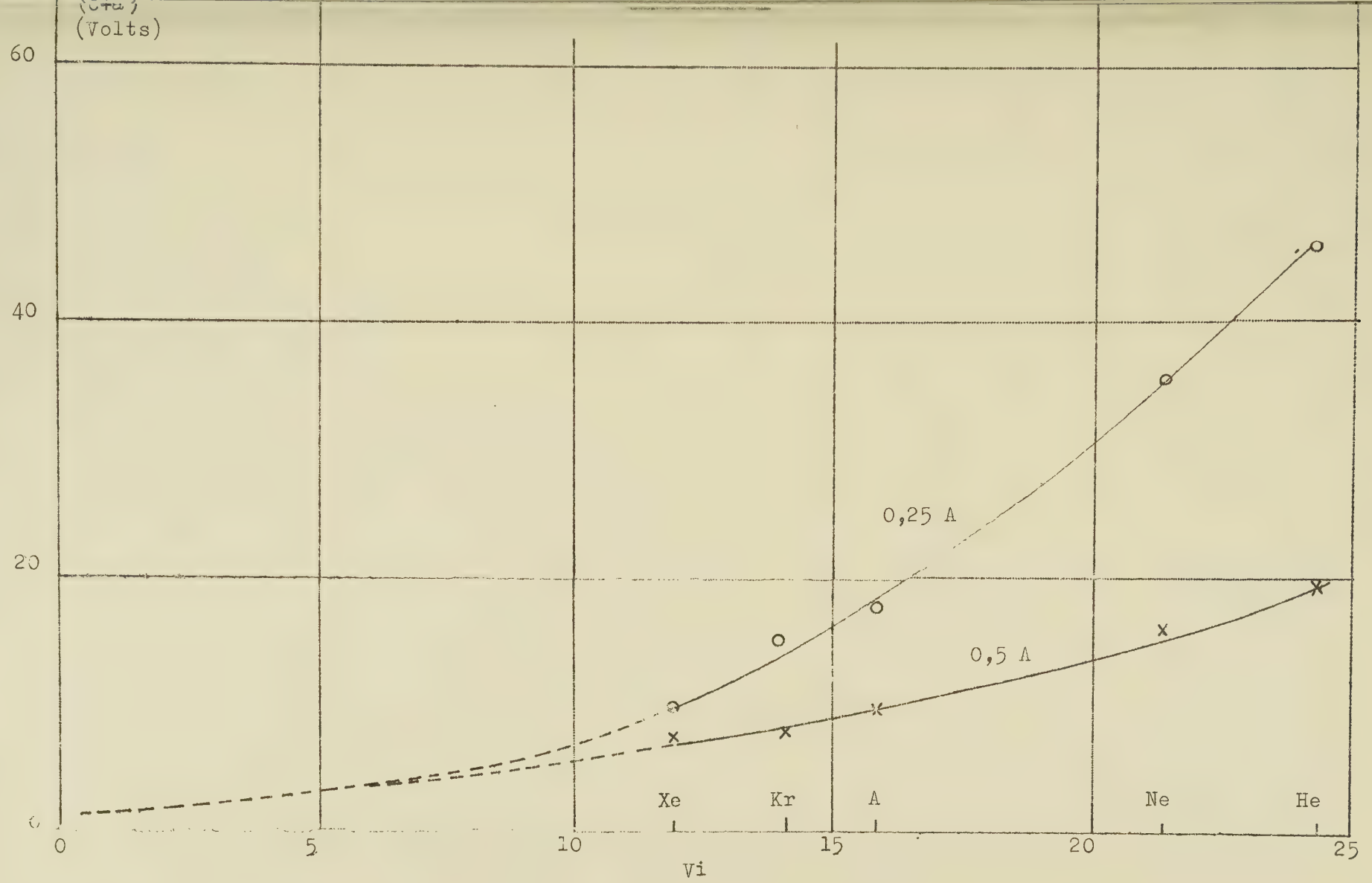
La cathode n'est pas chauffée uniformément en tous ses points; la décharge se concentre à l'endroit où la tempé--rature est la plus élevée, comme l'a indiquée GERMERSHAUSEN dès 1921. Lors de l'établissement de l'arc, il y a, entre les points G et H (voir figure 19) une chute brutale de la tension au moment où s'effectue la concentration de la décharge. La petite zone émettrice est souvent appelée "tache cathodique". Quand la cathode atteint une haute température, l'arc avec tache cathodique peut se transformer soudainement en arc sans tache cathodique, selon la forme et les propriétés émissives de la cathode. HAIDINGER (86) a préparé des cathodes qui, dans le xénon, à haute pression, permettent d'avoir un arc sans tache cathodique pour une valeur relativement basse du courant. Selon THOURET et ses associés (87) ce phénomène présente de l'hystérésis: la transition quand le courant va en diminuant se fait à une intensité plus basse que quand le courant croît.

Beaucoup d'appareils à décharge fonctionnant en régime d'arc font appel aux "cathodes à oxydes". La chute cathodique peut être faible si le courant de décharge est inférieur à celui qui correspond à l'émission électronique maximum à la température de la cathode. Les cathodes à oxyde de baryum ont un travail d'extraction compris entre 1 et 1,5eV, suivant la tension et la température, celle-ci étant généra--ment voisine de 1.050° K.

On admet que la substance adsorbée à la surface de la cathode est du baryum pur. L'émission à froid, c'est-à-dire celle qui intervient pour la détermination de la tension disruptive et aussi en général pour la définition de la chute cathodique normale, ne dépend que du baryum et de la nature du support, parce que l'oxyde ne recouvre jamais totalement

FIGURE 28.-




(Volts)
60
40
20
0
0,25 A
0,5 A
Xe
Kr
A
Ne
He
0
5
10
15
20
25
Vi

le support. HUGHES et COPPOLA (88) ont montré que l'émission à chaud, c'est-à-dire celle qui conditionne le régime d'arc, dépend de la structure du revêtement qui peut être assimilée à celle d'un semi-conducteur. En particulier, la dimension des particules intervient dans l'émissivité à la température de fonctionnement.

La chute de tension dans un arc n'ayant pratiquement pas de colonne positive est la somme de la chute cathodique et de la chute anodique. Ces deux grandeurs sont liées à la tension d'ionisation du gaz. Nous avons essayé, pour un cas particulier, de préciser cette liaison.

COMPTE RENDU DES EXPERIENCES.

L'appareil à décharge est conforme à la figure 28.

Dans l'ampoule en verre A sont placées deux électrodes à oxyde distantes l'une de l'autre de 1 mm. Les électrodes E_1 et E_2 sont constituées par des hélices en fil de tungstène de 0,1 mm, guipé d'un fil du même métal de 0,05 mm, l'hélice étant à spires jointives et reccuverte d'un dépôt de carbonate de baryum selon la technique classique.

La décomposition du carbonate se fait en chauffant les électrodes branchées en série, par circulation d'un courant convenable. L'appareil à décharge est rempli d'un gaz rare à la pression de 4 mm.

Pour chaque gaz rare, on a fabriqué un lot de 5 appareils, qui ont été vieillis pendant 100 heures, en fonctionnant à 0,5 A en courant alternatif.

Les moyennes des valeurs de tension de fonctionnement sont les suivantes:

	0,25 A	0,5 A
Hélium	46 v.	19 v.
Néon	35 -	16 -
Argon	17 -	10 -
Krypton	15 -	8 -
Xénon	10 -	7 -

Sur la figure 29, on a porté les points représentant ces valeurs en fonction de la tension d'ionisation du gaz. On voit que V(c + a) diminue avec la tension d'ionisation, et que l'effet du gaz est moins important quand l'intensité du courant augmente. Il faut mentionner que dans un tel appareil à décharge, la chute anodique est supérieure à la chute cathodique et que, par suite, en courant alternatif, c'est pendant le fonctionnement en anode que l'électrode acquiert la plus grosse partie de la chaleur nécessaire à l'émission thermique.

Cependant la chute anodique, tout au moins pour des intensités de courant assez élevées, est nettement inférieure au potentiel d'ionisation du gaz (par exemple, pour le cuivre ou le fer dans l'hélium, elle n'excéderait pas 17 volts); elle peut n'être que de quelques volts. La chute anodique est due à la charge spatiale au voisinage de l'anode, provoquée par l'accumulation des électrons. Lorsque pd est assez faible, DRUYVESTEIN (89) a montré que la chute anodique peut même devenir pratiquement nulle. Selon MEDICUS et WEHNER (90) la chute anodique croît avec le travail d'extraction du matériau qui constitue l'anode. La chute cathodique peut aussi se réduire à quelques volts. Il est possible que le rayonnement de la décharge provoque une ionisation du baryum au voisinage immédiat de la cathode.

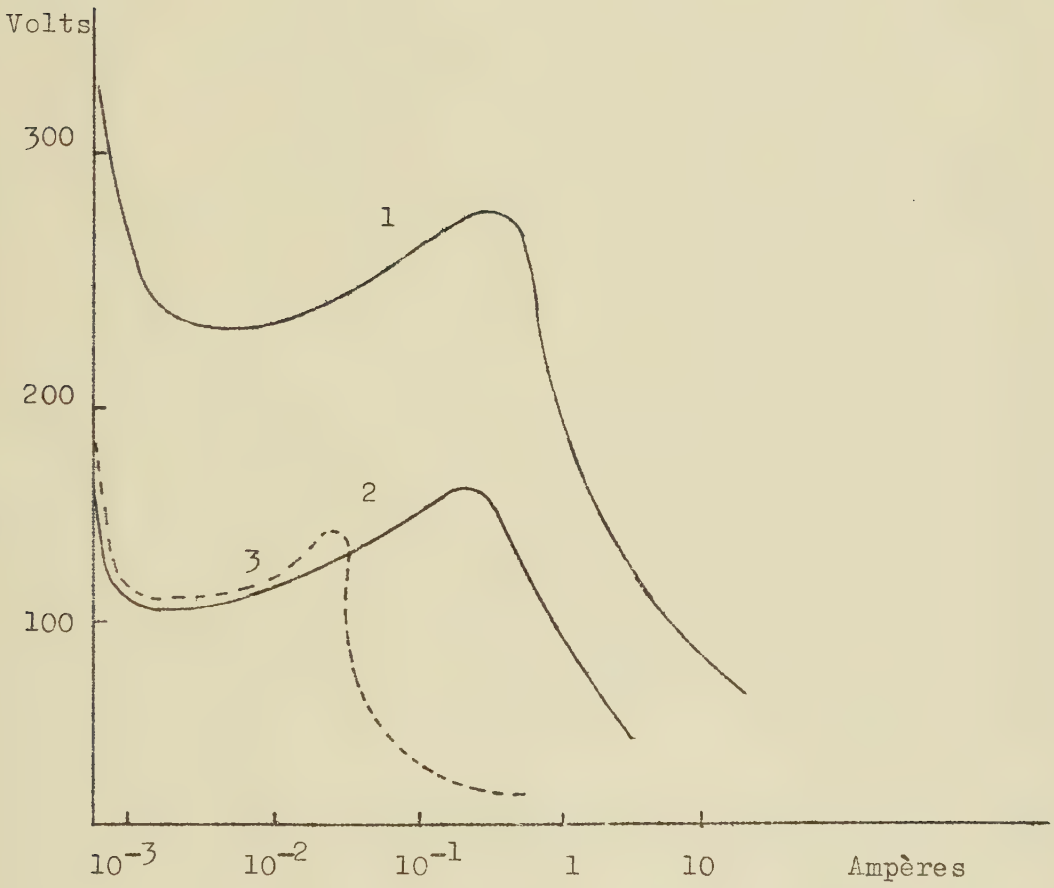


FIGURE 30.-

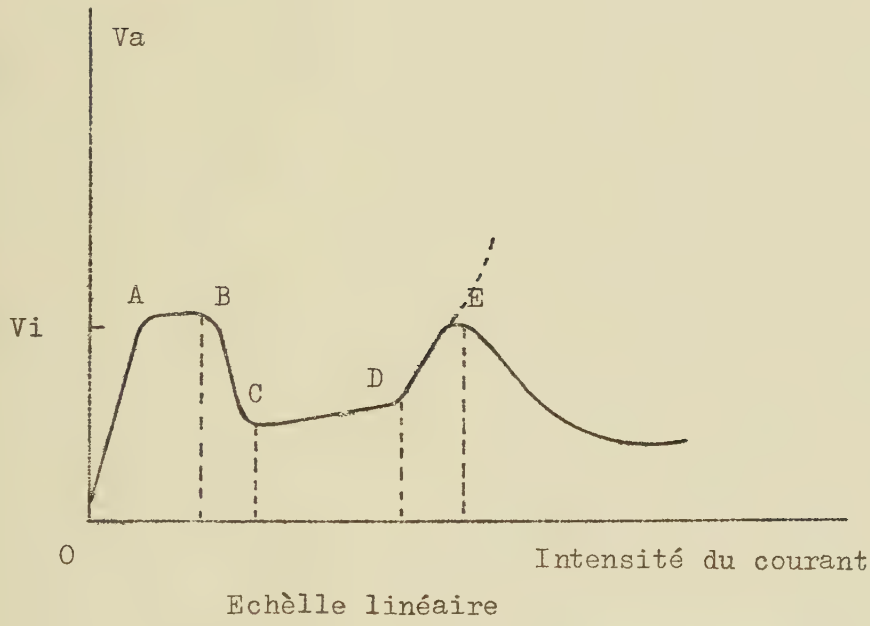


FIGURE 31.-

Sur la figure 30 on a représenté, pour 3 types de cathodes, les caractéristiques correspondant à la partie de droite de la courbe de la figure 19, dans le cas d'argon à 4 mm, additionné de mercure.

1 est une cathode "froide" en nickel, conforme à la figure 24

2 est une cathode similaire avec dépôt de baryum

3 est une cathode "chaude" à oxyde conforme à la figure 27.

On voit que la transition du régime de lueur à celui d'arc, s'effectue pour un courant beaucoup plus faible dans le cas de la cathode à oxyde. Pour cette dernière, en présence de vapeur de mercure, WAYMOUTH (91) propose de déter-miner la valeur de ce courant en se basant sur le fait que l'oscillation des ions mercure au voisinage de la cathode disparaît dès qu'il y a émission thermionique.

Si on utilise un moyen externe pour chauffer une cathode thermionique, on peut obtenir une décharge "non autonome". Pour un appareil à décharge, renfermant un gaz rare à une pression de quelques millimètres de mercure, dont les électrodes sont proches l'une de l'autre, la caractéristique a l'allure indiquée par la figure 31.

D'après MALTER et ses associés (92), on distin-gue les zones suivantes, correspondant à des modes de fonc-tionnement différents:

OAB = lueur anodique

BC = "balle de feu"

CD = champ retardateur de LANGMUIR

DE = champ accélérateur de LANGMUIR

au delà de E = arc

Quand le courant croît, la mince lueur qui recouvrait l'anode se déplace dans l'espace interélectrode

sous forme d'une "balle de feu" pour aller entourer la cathode et s'y concentrer progressivement sous forme d'un arc.

Selon CAYLESS (93) pour une cathode à oxyde suffisamment chauffée, le régime d'arc peut se produire dès que le champ devient accélérateur.

On voit que la tension d'arc est notablement in--férieure à Vi: elle peut atteindre, par exemple, pour le néon, la valeur de 8 volts. On explique cette faible tension, en admettant que l'ionisation s'effectue par "degrés", en passant par les niveaux d'excitation. Par le choix d'un matériau de cathode à grand φ et d'un matériau d'anode à petit φ, MEDICUS & WEHNER (90) ont pu faire en sorte que la tension totale de l'arc devienne négative: l'arc travaille alors comme un générateur dont la force électromotrice est fournie par l'énergie de chauffage de la cathode.

C - QUELQUES REMARQUES SUR LES CATHODES COMPLEXES.

Les cathodes des appareils à décharge peuvent être, du point de vue de leur comportement en ce qui concerne l'émission électronique, classées en 4 catégories:

1°- cathodes simples
2°- cathodes à couche mince,
3°- cathodes semi-conductrices,
4°- cathodes à revêtement isolant (spray cathodes)

Les cathodes de la première catégorie peuvent être constituées: soit par un seul élément conducteur, soit par un composé conducteur homogène, soit par l'un ou l'autre revêtu d'une couche suffisamment épaisse pour que l'interven--tion du support soit négligeable, la couche étant elle-même

FIGURE 32.-

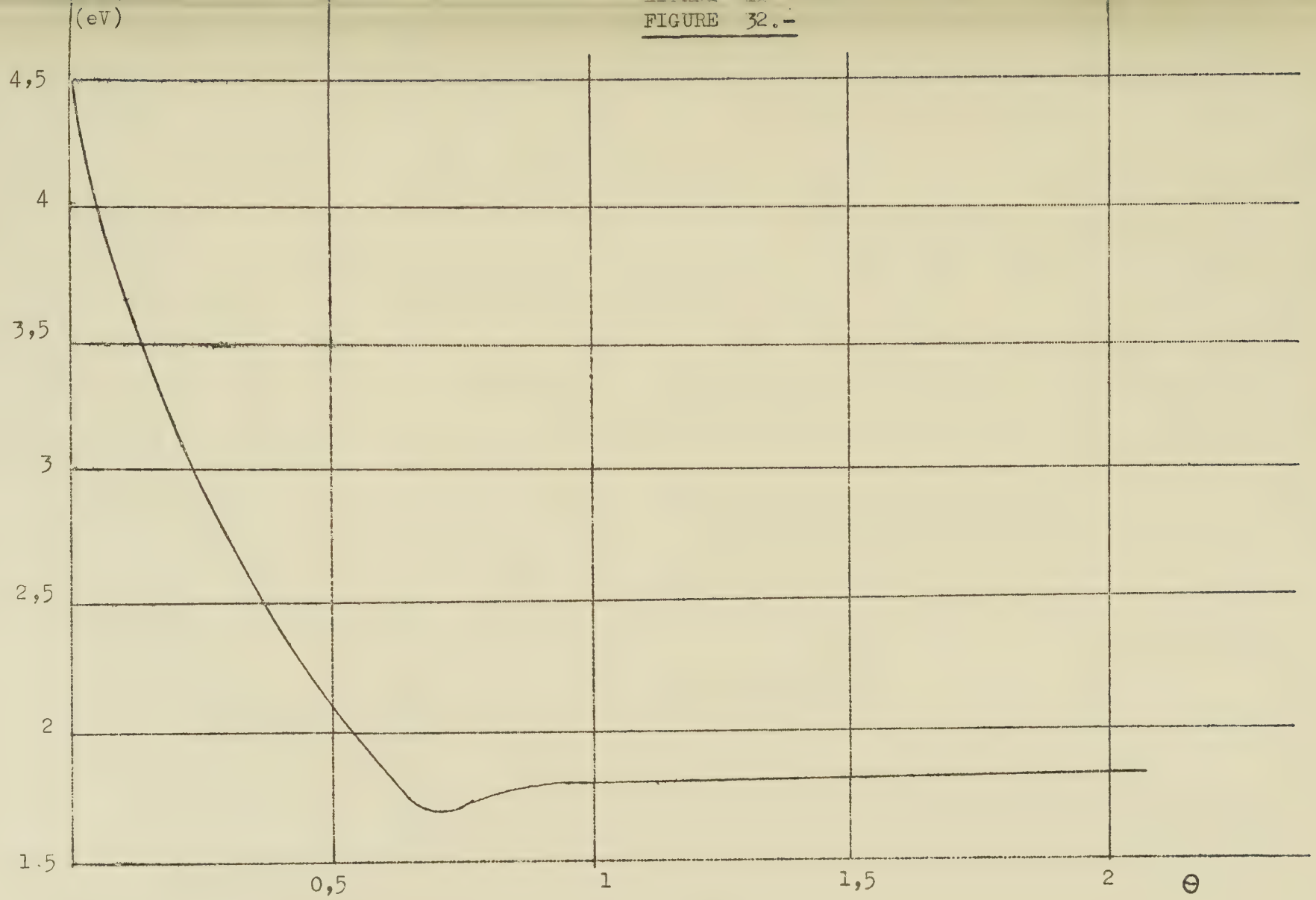
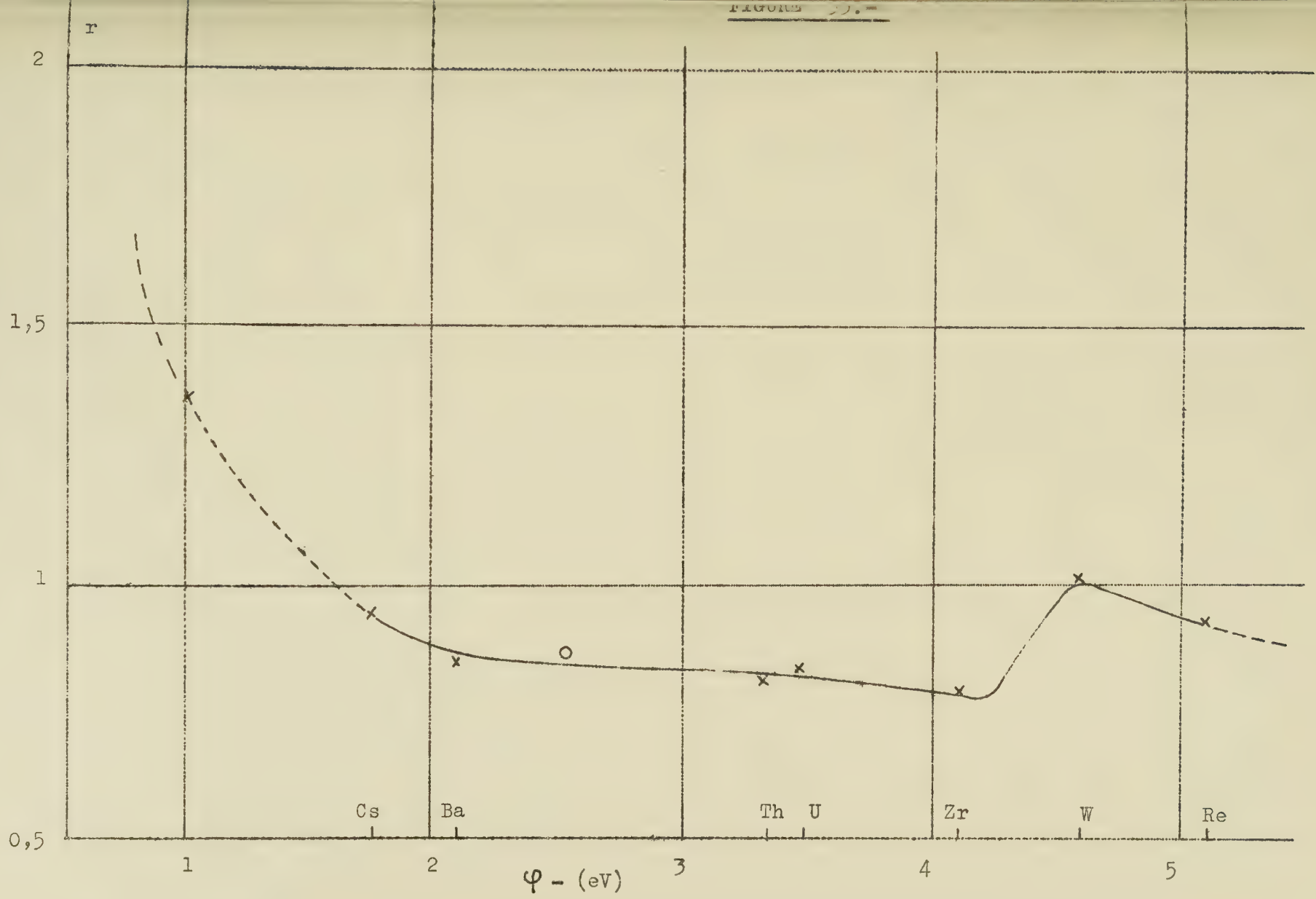


FIGURE 3.-



conductrice et formée par un élément ou un composé homogène. Ce seront, par exemple, les cathodes en métal pur (Ni) ou en alliage (La à 3% Fe), les cathodes au borure (de La), les cathodes à revêtement épais (K).

Les cathodes de la dernière catégorie sont constituées soit par du carbone recouvert de poudre d'alumine, soit par de l'aluminium recouvert d'une couche continue de son oxyde.

Cathodes à couche mince.

Les cathodes à couche mince sont celles qui sont constituées par un support et une couche, tous deux conducteurs, mais pour lesquelles la couche a une épaisseur telle que la nature du support intervient sur l'émission. On sait que si, sur un support, on forme progressivement une couche d'épaisseur croissante d'une autre substance, le travail d'extraction de la cathode va passer de la valeur qu'il a pour le support à celle qu'il a pour le revêtement, mais il se pro--duit souvent que pour une certaine épaisseur de la couche, le travail d'extraction passe par un minimum. Par exemple, en se référant à la figure 32 établie pour un dépôt de césium sur le tungstène, on voit que lorsque θ (rapport du nombre d'atomes par unité de surface au nombre d'atomes d'une couche monomolé--culaire) est voisin de 0,67, le travail d'extraction a sa valeur la plus faible. Nous appellerons "couche mince" la couche donnant le minimum pour φ. On admet, comme l'indique BIGUENET (94), que le minimum se produit lorsque la substance déposée cesse de l'être sous forme d'atomes et d'ions pour l'être exclusivement sous forme d'atomes. BECKER (95) a montré que le dépôt de baryum sur le tungstène donne également lieu à un minimum pour φ. Selon LLEWELLYN JONES (14) dans l'hy--drogène, le nickel recouvert d'une couche d'aluminium conduit à un potentiel disruptif inférieur à celui de l'aluminium.

En se référant aux valeurs du travail d'extraction pour les couches minces données à l'annexe II, on a calculé, dans le cas du tungstène comme support, le rapport r du travail d'extraction de la couche mince au travail d'extraction de la substance déposée. On trouve les valeurs suivantes pour r:

W - Zr = 0,77
W - Cs = 0,94
W - Ba = 0,86
W - Re = 0,85
W - Th = 0,81
W - U = 0,82

Nous avons porté sur la figure 33 la valeur de r en fonction du travail d'extraction du métal déposé. L'extra--polation de la courbe vers les faibles φ a été faite en supposant que la représentation proposée est également valable pour une cathode W - O - Cs , O - Cs étant considéré ici comme la substance déposée.

COMPTE RENDU D'EXPERIENCES.

Nous avons réalisé 3 lots de 5 appareils à décharge conformes à la figure 28 et remplis de krypton à la pression de 10 mm (pd voisin de la valeur correspondant à Vdm), le premier lot avec des électrodes activées au baryum (à partir de carbonates triples), le second lot avec activation au lanthane, et le troisième réunissant les deux modes d'ac--tivation précédents. On a trouvé pour V'd les valeurs moyen--nes suivantes:

W - Ba = 62 volts
W - La = 73 -
W - La- Ba = 58 -

En utilisant la relation linéaire, établie précédemment, on obtient pour le travail d'extraction:

$$W - La = 2,1 \text{ eV}$$

$$W - La - Ba = 1,7 \text{ -}$$

On a donc pour W - La, $r = 0,85$ environ, ce qui est en bon accord avec la courbe qui a été établie.

Pour les électrodes doublement activées, nous avons fait l'hypothèse que la cathode est constituée par la superposition de deux cathodes à couche mince. On a, par exemple, pour W-La-Ba, d'abord W-La, puis La-Ba, du point de vue de l'émission électronique.

Nous avons déterminé r pour La-Ba en fabriquant un lot d'appareils conformes à la figure 7, mais avec des électrodes en lanthane recouvertes de baryum (à partir d'azo--ture). La moyenne des valeurs de V'd est de 47 $\pm$ 1 volts, donc d'après la figure 8, φ(La-Ba) est égal à 2,05 et r(La-Ba) = 0,97.

On aurait ainsi r(W-La-Ba) = r(W-La) x r(La-Ba) = 0,85 x 0,97 = 0,83 d'où

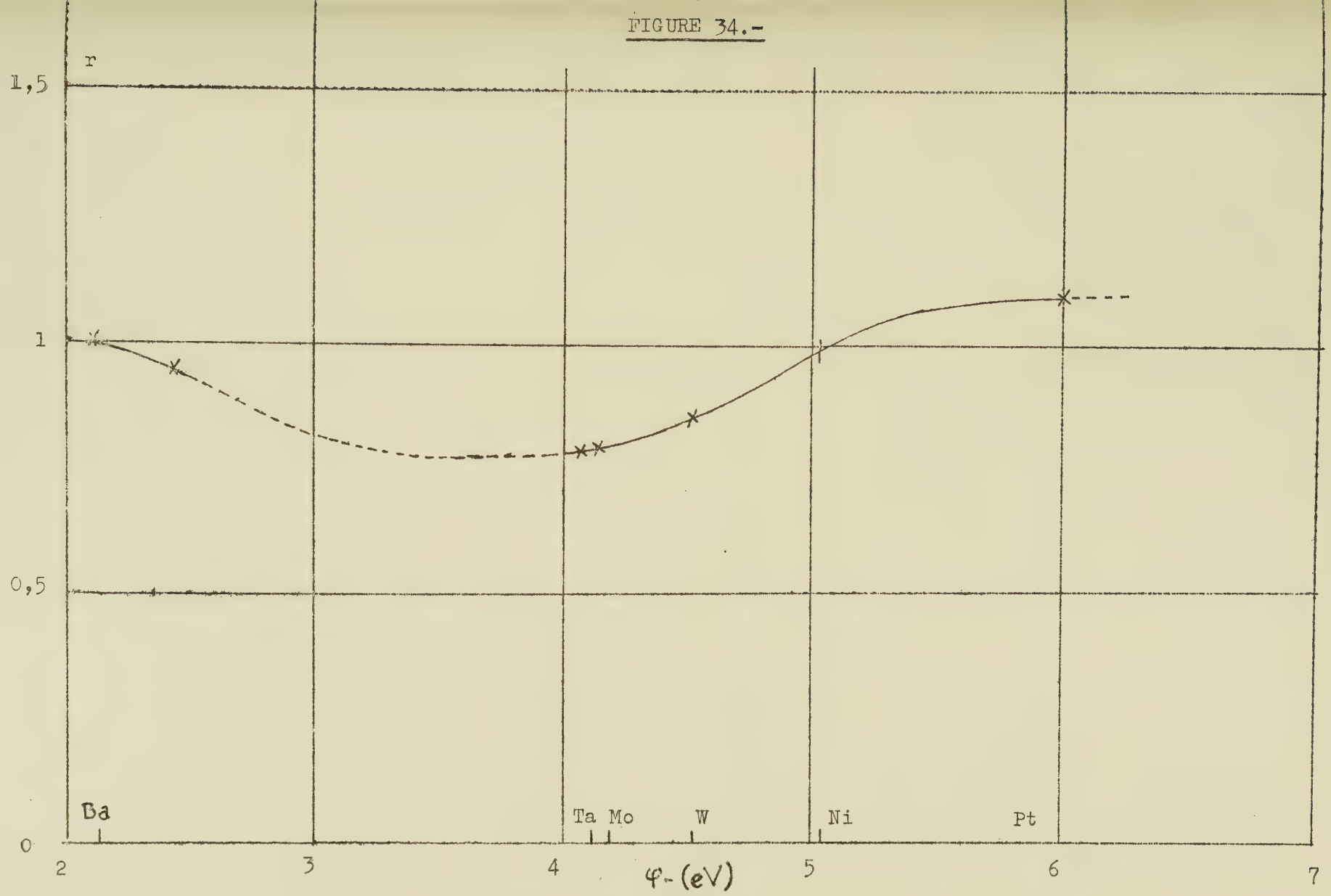
$$\varphi(W\text{-La-Ba}) = 2,1 \times 0,83 = 1,75$$

valeur qui présente un accord satisfaisant avec celle trouvée précédemment.

Toujours en se reportant à l'annexe II, on peut calculer, pour des couches minces de baryum sur divers supports, les valeurs de r. On a:

Mo - Ba = 0,82
Ta - Ba = 0,80
W - Ba = 0,86
Pt - Ba = 1,1

FIGURE 34.-



et la valeur de r pour La-Ba a été calculée antérieurement. On peut tracer, tout au moins partiellement, la courbe des valeurs de r en fonction du travail d'extraction du support; c'est ce qui a été fait sur la figure 34.

Nous avons trouvé dans une étude récente de SPEROS (84) des valeurs moyennes de tension minimum d'amorçage pour des lampes éclair à cathodes en tungstène, identiques au dépôt émissif près. Ces lampes ont une colonne positive impor--tante, mais le mode d'allumage par pré-ionisation du gaz permet de considérer les chiffres indiqués comme dépendant seulement de la constitution de la cathode à savoir:

400 volts pour W - Ba

285 ± 5 - - W - Zr - Ba

D'après l'annexe II $\varphi(W - Ba) = 1,8$

D'après la figure 33 $r(W - Zr) = 0,78$

D'après la figure 34 $r(Zr - Ba) = 0,8$

D'où $r(W-Zr-Ba) = 0,78 \times 0,8 = 0,62$ d'où $\varphi(W-Zr-Ba) = 1,3$

Enfin:

$$\frac{\varphi(W-Zr-Ba)}{\varphi(W - Ba)} = \frac{1,3}{1,8} = 0,72 \approx \frac{285}{400}$$

D'après ce qui a été exposé précédemment, il semblerait que, pour une cathode à couche mince, la nature du support intervienne essentiellement par son travail d'extraction électronique. Une confirmation nous est donnée pour le dépôt de césium. D'après l'annexe II, $\varphi(W-Cs) = 1,7$. D'après une étude de CUEILLERON (45) (44) les valeurs minima du potentiel disruptif pour le césium et l'amalgame de césium en présence de néon sont respectivement en courant alternatif: 64 et 57 volts. Il en résulte que $\varphi(Hg-Cs)$ est peu différent de 1,62, or le travail d'extraction du mercure est voisin de celui du tungs--tène.

Cathodes semi-conductrices.

Les cathodes semi-conductrices sont des systèmes complexes que l'on peut représenter par

Aa Bb Cc.....

c'est-à-dire a molécules de la substance A, b mol. de B, c mol. de C, etc.....

Par exemple, pour une cathode à oxydes classique, on a A = Ba O, B = Sr O, C = CaO.

Ces diverses substances donnent lieu à une réaction chimique, ou à la formation d'une solution solide, ou aux deux à la fois.

Ces processus doivent s'effectuer en accord avec les lois de la thermodynamique, de manière à ce que la stabi--lité chimique par rapport au support soit augmentée, compte tenu de la composition de l'interface.

A la température de fonctionnement normal de la cathode, la nature du support ne semble pas intervenir sur la valeur du travail d'extraction, tout au moins pour W, Mo, Ni.

La valeur de A, de l'équation (IV), semble aug--menter avec la quantité de baryum en excès sur la formule stoechiométrique. Ceci conduit à penser que, dans les systèmes d'interoxydes, le travail d'extraction est déterminé par la nature des points émissifs (par exemple Bao-Ba), alors que la densité du courant de saturation dépend du nombre de points émissifs par unité de surface. Si cette hypothèse est valable, Sro et Cao auraient pour rôle d'après SPEROS (84) d'accroître la stabilité des points émissifs et d'augmenter la quantité de Ba qui peut se combiner avec le réseau des oxydes.

L'activation consisterait selon WRIGHT (96) à faire apparaître une concentration suffisante de baryum libre dans le réseau, par traitement thermique ou passage de courant

dans l'appareil à décharge qui provoque une réduction de l'oxyde.

Si le support est en tungstène on a, avec le baryum, la réaction

$$6\ BaO + W \rightleftharpoons Ba_3\ WO_6 + 3\ Ba$$

qui devient décelable à partir de 1000°C, et totale à 1300°C.

Il y a donc formation d'une interface de tungs--tate de baryum, qui, pour HUGHES et ses associés (97) joue un rôle sur la production de baryum libre. L'adjonction d'un oxyde réfractaire à BaO, par exemple $Zr\ O_3$, peut modifier l'émission à froid, mais modifie peu l'émission à chaud, sauf si la proportion de baryum devient très faible.

En cours de fonctionnement, les cathodes à oxydes libèrent nécessairement de l'oxygène, qui peut modifier le comportement de la décharge. Il est parfois possible de fixer cet oxygène à l'aide de "getters" tels que titane, zirconium, hafnium, tantale.

Il est bien connu que certains appareils à décharge comportant des électrodes à oxydes sont des généra--teurs d'ondes électromagnétiques dans les fréquences hertzien--nes, quand ils fonctionnent en courant alternatif. Il a été montré par VAN BOORT et ses associés (98) que ces ondulations à haute fréquence sont en grande partie dues à une oscillation d'ions positifs au voisinage de la cathode, principalement pendant les moments de la période où le courant de décharge est inférieur au courant normal que peut fournir la cathode.

Un certain nombre de constatations effectuées au cours de nos expériences nous conduisent à faire l'hypothèse que les ions positifs responsables sont des ions oxygènes provenant des électrodes à oxydes.

1°- l'émission H.F. augmente régulièrement avec le temps de fonctionnement, s'il n'y a pas de getter pour l'oxygène dans l'appareil à décharge.

2°- le renouvellement de l'atmosphère de l'appareil à décharge conduit à une réduction importante des oscillations H.F.

3°- ces oscillations existent aussi pour des appareils à cathodes froides activées au baryum obtenu à partir d'oxyde ou de carbonate. Elles sont d'autant plus importantes qu'il s'agit d'une cathode fonctionnant à un courant plus élevé. Nous avons constaté que des électrodes conformes à la figure 24 et activées au lanthane, n'émettaient pratiquement pas en H.F. même lorsqu'elles fonctionnent à 0,5 A, c'est-à-dire à une intensité du même ordre que celle correspondant au régime des cathodes chaudes.

En plus de la libération d'oxygène, il peut se produire une évaporation et une pulvérisation des produits constituant la cathode. Lorsque la température est assez élevée, on peut observer une évaporation, soit de baryum, soit de divers composés de baryum et d'oxygène (Ba_2O^{++}, Ba_2O^{+}, $Ba_2O_2^{+}$, etc.) soit même de combinaisons avec le métal support. Ce dernier intervient, même quand le produit évaporé ne le renferme pas. ALDRICH (99) a montré qu'avec le platine, c'est presque exclusivement du BaO qui quitte la cathode, alors qu'avec un support en tantale la substance volatilisée est essentiellement du baryum.

Sous le choc des ions positifs, il peut y avoir désintégration de la cathode à oxydes. HULL (100) a indiqué que ce phénomène ne se produisait, d'une manière importante, que si la chute cathodique était supérieure à 20 à 25 volts. Il est bien connu que les cathodes autochauffantes sont rapidement hors de service avec l'hélium et le néon, alors qu'elles se comportent bien avec les gaz rares plus lourds.

- C O N C L U S I O N -

La relation de proportionnalité, entre le potentiel disruptif minimum et le travail d'extraction de la cathode, qui a été précisée dans cette étude, suggère de faire appel à la tension d'amorçage de la décharge dans les gaz rares, comme méthode de détermination du potentiel d'extraction de certaines substances.

Les conditions expérimentales les plus satisfai-santes semblent être les suivantes:

a) emploi de néon renfermant quelques millièmes d'argon de manière à minimiser l'influence des impuretés gazeuses.

b) choix d'une distance interélectrode d'environ 0,2 cm et d'une pression voisine de 100 mm de mercure: avec ces valeurs, il n'est pas indispensable de connaître p et d avec une grande précision.

Dans ces conditions, les tensions mises en oeuvre sont faciles à mesurer. La technique basée sur l'emploi d'appareils à décharge identiques, isolés du dispositif servant à leur préparation et convenablement vieillis, assure des résultats bien reproductibles.

C'est par cette méthode que nous avons déterminé la valeur du travail d'extraction de l'alliage de lanthane à 3% de fer, utilisé dans l'industrie comme substance émissive pour les cathodes de divers appareils à décharge.

Remarques concernant les annexes I, II, et III.

1°- Dans le vide, une surface propre a un travail d'extrac--tion bien défini. Toute souillure de la surface est susceptible de modifier le travail d'extraction (l'émission électronique, en particulier, peut être une cause de souillure).

2°- La présence d'un gaz rare ne semble pas modifier sensiblement le travail d'extraction. Ceci a été vérifié par WEISSLER & WILSON (62) pour le tungstène et l'argent et par PENGELLY & WRIGHT (101) pour le tungstène propre ou recouvert de différentes subs--tances (Th., ThO_2, BaO, BaSrO, $BaWO_4$, Ba_2ZrO_4) en présence d'argon. Les valeurs indiquées correspondent à l'émission thermionique lorsque le champ est nul. Selon EHRLICH & HUDDA (102), le bombardement du tungstène par des ions A, Kr ou Xe provoquerait une diminution du travail d'extraction.

3°- Le travail d'extraction varie légèrement avec la température. D'après SEELY (103) il s'accroîtrait pour le tungstène de $3,4 \times 10^{-5}$ eV par degré.

4°- Certaines substances (Co, Ni, W en particulier) ont un travail d'extraction plus élevé lorsqu'elles sont sous forme radioactive (104).

ANNEXE I

TRAVAIL D'EXTRACTION DE DIVERS ELEMENTS (eV)

	Méthode non précisée	Méthode thermionique	Méthode photoélectrique	Méthode du potentiel de contact
Li				2,49 (105)
C	4 (106)	4,60 (107)		
Na	2,46 (106)		2,28 (108)	
Mg	2,42 (27)		3,68 (109)	
Al	3,57 (27)		4,08 (110)	
Si	4,67 à 4,92 (111)			
K			2,24 (112)(113)	
Ca			2,71 (114)	
Ti	4,16 (14)			
Cr	4,45 (14)			
Fe	4,49 (115)		4,77 (106)	
Co		4,40 (116)		
Ni		5,03 (117)	5,01 (118)	
Cu	5,4 (57)			
Zn	3,32 (106)			
Ge	4,78 (56 bis)			
Rb			2,09 (112)	
Sr			2,74 (119)	
Zr		4,21 (120)		
Nb	4,01	3,96 (115)		
Mo		4,20 (121)		
Rh	4,58 (14)	4,80 (122)		
Pd		4,99 (123)	4,97 (123)	
Ag			4,73 (124)	
Cd			4,07 (125)	
In			4,08 (126)	
Sn α			4,38 (127)	
Sn β			4,50 (127)	

SUITE ANNEXE I

	Méthode non précisée	Méthode thermionique	Méthode photoélectrique	Méthode du potentiel de contact
Sb			4,01 (128)	
Cs		1,81 (129)	1,93 (115)	
Ba		2,11 (27)	2,48 (108)	
La		3,3 (130)		
Ce		2,6 (130)	2,84 (131)	
Hf		3,53 (132)		
Ta		4,19 (133)		
W		4,52 (134)		
Re		5,1 (135)		
Os	4,7 (106)			
Pt	6,0 (136)	5,32 (137)		5,36 (138)
Au			4,82 (139)	4,83 (140)
Hg			4,53 (141)(142)	
Bi			4,22 à 4,25 (143)	
Th		3,35 (144)		
U		3,47 (144 bis)		

ANNEXE II

TRAVAIL D'EXTRACTION DE QUELQUES COUCHES MINCES DE METAUX EN eV.

Mo	Ba	1,7	(mesure de V'd)
Mo	Th	2,59	(106)(94)
Ta	Ba	1,7	(mesure de V'd)
W	Zr	3,14	(106)
W	Cs	1,36	(106)(5) 1,6 (115) 1,70 (94)
W	Ba	1,56	(106)(5) 1,7 (115) 1,8 (94)
W	La	2,71	(106)
W	Ce	2,71	(106)
W	Yb	2,70	(106)
W	Re	4,74	(145)
W	Th	2,63	(106) 2,8 (115) 2,70 (94)
W	U	2,84	(106)
Ni	Al	3,3	(mesure de Vdm) (14)
Pt	Ba	2,3	(94)

TRAVAIL D'EXTRACTION DE QUELQUES METAUX RECOUVERTS D'OXYGENE EN eV.

Ag	O	(φAg + 1 à 1,4)	(62)
W	O	(φ W + 1,2)	(62)
Pt	O	(φPt + 1,2)	(146)

ANNEXE III

TRAVAIL D'EXTRACTION DE QUELQUES METAUX SUR OXYGENE EN eV.

W	- O -	Cs	0,71	(5)	1,44	(115)
W	- O -	Ba	1,34	(106)(115)	1,44	(5)

TRAVAIL D'EXTRACTION DE QUELQUES METAUX SUR LEUR OXYDE EN eV.

Cao	- Ca	1,9	(147)	
Sro	- Sr	1,4	(147)	
Cs_2O	- Cs	0,75 - 1,03	(16)	
Bao	- Ba	0,99 (5)	- 1,1	(147)
ThO_2	- Th	1,9	(148)	

TRAVAIL D'EXTRACTION DE QUELQUES CATHODES A OXYDES EN eV.

Ni	- (Bao + Sro)	: 1,2	(149)
Pt-Ni	- (Bao + Sro)	: 1,37	(150)

TRAVAIL D'EXTRACTION DE QUELQUES COUCHES D'OXYDES EN eV.

W - CeO_2 : 2,7 $\pm$ 20% (151)
Ta - Oxydes Terres Rares: 2,9 à 3,2 (152)
Ni - Cs_2O: $\approx$ 2,1 (mesure de V'd) (44)

ANNEXE IV

LANTHANE

C'est le premier élément de la série des lantha--nides. Son numéro atomique est 57, et son poids atomique est 138,92.

Dans la nature on trouve ^{139}La (99,911%) mélangé à ^{138}La (0,089%), dont la vie moyenne est très longue (environ 2.10^{11} années).

L'isotope 140 s'obtient par irradiation du lan--thane 139 ou en même temps que Ba 140 par irradiation de l'uranium.

Métal gris, susceptible d'acquérir un beau poli, il se ternit très vite à l'air. Sa densité est 6,194 (153) (6,162 par mesure aux rayons X) (154). Le point de fusion est 920 ± 5°C (157)*. Son point d'ébullition approximatif est 4515°C (154)*. La chaleur spécifique à 0°C est 6,65 cal/(mol) (°C) (154). Sa conductibilité thermique est 0,033 cal/(cm^2) (sec)(°C/cm) (155). Sa résistivité à 0°C est de 62,4 x 10^{-6} ohm/cm (156). Le coefficient de température de la résistivité est 0,00218 par °C (156). Il possède une forte activité thermio--nique (130). Il est ductile et peut être transformé en feuil--les par martelage.

Il possède une grande activité chimique qui le rapproche des alcalino-terreux. Il absorbe facilement l'hydro--gène: la réaction est lente à la température ambiante, mais devient très rapide vers 300°C. Le lanthane est très avide d'oxygène: il est très lentement attaqué dans l'air sec à 20°C, et rapidement dans l'air humide avec formation d'hydroxyde. Chauffé dans l'air ou l'azote, il donne naissance au nitrure qui est très stable à haute température, même dans le vide. Le lanthane forme des alliages avec l'aluminium et le fer. Les alliages fer + lanthane sont pyrophoriques.

---

* Pour le cérium: fusion 804 ± 5°C, ébullition 3600°C.

- BIBLIOGRAPHIE -

(1) - J.S. TOWNSEND - Electricity in gases University Press (Oxford) 1915

(2) - K.K. DARROW - Electrical Phenomena in Gases (Baltimore) 1932

(3) - J.J THOMSON - G.P. THOMSON - Conduction of Electri--city through Gases University Press (Cambridge) - 1.933

(4) - G. DEJARDIN - Les Phénomènes thermioniques - La Technique Moderne p. 737 1er Nov. 1936

(5) - W. UYTERHOEVEN - Elektrische Gasentladungs lampen J. Springer - 1938

(6) - J.D. COBINE - Gaseous Conductors - McGraw-Hill 1941

(7) - L.B. LOEB - Fundamental Processes of Electrical Discharges in Gases - J. Wiley and Sons - New York - 1939

(8) - K.G. EMELEUS - The Conduction of Electricity through Gases -Methuen and C° Ltd (London) 3° ed. 1951.

(9) - H. MASSEY-E. BURHOP - Electronic and ionic impact phenomena - Clarendon Press Oxford 1952.

(10) - J.M. MEEK- J.D. CRAGGS - Electrical breakdown of gases - Clarendon Press (Oxford) 1953.

(11) - L.B. LOEB - Basic Processes of Gaseous Electro--nics - University of California Press (Berkeley and Los Angeles) 1955.

(12) - A. VON ENGEL - Ionized Gases - Clarendon Press (Oxford) 1955

(13) - W. GRANOWSKI - Der Elektrische strom im gas Akademie Verlag (Berlin) 1955

(14) - - Handbuch der Physik - tomes 21-22 Springer Verlag (Berlin) 1956

(15) - F. LLEWELLYN JONES - Ionisation and Breakdown in Gases Mathuen and Co Ltd (London) 1957.

(16) - F.M. PENNING - Décharges électriques dans les gaz Dunod - 1958.

(17) - J. BACKUS - Journal of Applied Physics - Vol.30- N° 12 - Déc. 1959 - p. 1866.

(18) - L.B. LOEB - Brit. Journal of Applied Physics vol. 3 - n°11 Nov. 1952 - p. 341

(19) - A.V. PHELPS - Phys. Rev. 2ème série - vol. 117 n°3 1er Février 1960 - p. 619

(20) - HOLST et OOSTERHUIS - Phil. Mag. Vol. 46 - p. 1117 1923

(21) - W.E. BOWLS - Phys. Rev. Vol. 53 - p. 293 - 1938

(22) - D.H. HALE - Phys. Rev. Vol. 55 p. 815 - 1er Mai 1939

(" " Phys. Rev. Vol. 56 - p. 1199 - 15 Déc. 1939.

(23) - W.S. HUXFORD - Phys. Rev. Vol. 55 - p. 754 - 15 Avril 1939.

(24) - R.W. ENGSTROM - Phys. Rev. Vol. 55 - p. 239 - 15 Janvier 1939.

(25) - M.J. DRUYVESTEYN - F.M. PENNING - Rev. Mod. Phys. Vol. 12 - p. 109 - avril 1940

(26) - H. JACOBS - A.P. LA ROCQUE - Journal of Applied Phys. Vol. 18 - p. 199 - Février 1947.

(27) - H. JACOBS - A.P. LA ROCQUE - Sylvania Technologist Vol. 1 n°1 - p. 15 Janvier 1948 Phys. Rev. Vol. 74 - n°2 - p. 163 15 Juillet 1948.

(28) - R.W. CROWE - J.K. BRAGG - V.G. THOMAS. Phys. Rev. - 96 - p. 10 1er Oct. 1954.

(29) - F. PASCHEN - Ann. Phys. u. Chem. 37,69 - 1889

(30) - W.S. BOYLE - P. KISLIUK - Phys. Rev. Vol. 97 - p. 255 - 1955.

(31) - F.G. HEYMANN - The Proceedings of the Phys. Soc. (London) Section B - Vol. 63 - part. I - p. 25 - Janvier 1950.

(32) - I.I. GLOTOV - Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion - tome 12 - fascicule 3 - p. 256 - 1937.

(33) - F.M. PENNING - Zeitschrift für Physik. Vol. 57 - fascicule 11-12 p. 723 - 1929

(34) - T. ASADA - T. NAKAYA - T. MAMURO - J. Phys. Soc. Jap. 10 - n°3 - p. 241 - 1955

(35) - M. PIRANI - The Proceedings of the Physical Society - vol. 55 - p. 24 - 1er Janvier 1943.

(36) - H. JACOBS - A.P. LA ROCQUE - Phys. Rev. N°2 - Vol 75 2ème série - p. 347 - 15 janvier 1949.

(37) - T.E. FOULKE - Brevet E.U. 1.965.588 du 13 Mai 1932.

(38) - T.E. FOULKE - Brevet E.U. 1.965.589 du 10 Octobre 1932.

(39) - F.A. BENSON - Proc. I.E.E. - part. B - p. 498 Septembre 1957.

(40) - F.M. PENNING-C.C.J. ADDINK - Physica I - p. 1007 1934.

(41) - F.M. PENNING - Zeitschrift für Physik - vol. 46 fascicule 5-6 p. 335 - 1928

(42) - H. KLEMPERER - Zeitschrift für Technische Physik 9 p. 270 - 1938

(43) - F.M. PENNING - Phil. Mag. II - p. 961 - 1931

(44) - J. CUEILLERON - non publié

(45) - J. CUEILLERON - Comptes rendus Acad. Sc. tome 226 p. 400 - 2 Février 1948

(46) - SCHOFER: cité par M.J. DRUYVESTEYN et F.M. PENNING Rev. Mod. Phys. - Vol. 12 - p. 114 Avril 1940.

(47) - F. EHRENKRANZ - Phys. Rev. 55 - p. 219 - 1939

(48) - T.L. AYRES - Phil. Mag. - 45 - p. 353 - 1923

(49) - F. LLEWELLYN JONES - Proc. Phys. Soc. (London) 62 B - p. 366 - 1949.

(50) - C.G. MORGAN - D. HARCOMBE - Proc. Phys. Soc. (London) Section B - Vol. 66 - p. 665 1953.

(51) - H. FISCHER - Zeitschrift für Physik. Vol. 108 Fascicule 7/8 - p. 500 - 1938

(52) - M.C. TEVES - Revue Technique Philips - p. 12 - Janvier 1937.

(53) - H.D. HAGSTRUM - Phys. Rev. 96 - 325 (1954)

(54) - T. JURRIAANSE - Philips Research Reports, Vol; I n°6 - p. 407 - Décembre 1946

(55) - W. KLUGE - A. SCHULZ - Z. Phys. 142 - n°1 - p. 83 1955.

(56) - KNOLL - OLLENDORFF - ROMPE - Gasentladungstabellen (Berlin) 1935.

(56 bis) J.A. DILLON Jr. FARNSWORTH - J. Appl. Phys. 28 - 174, 1957.

J.A. DILLON Jr. Bull. Am. Phys. Soc. 2nd Series 3, 31, 1958

(57) - G.J.M.AHSMANN - Z. VAN GELDER - Le Vide - 15° année 1960 - N°87 - p. 226

(58) - F.M. PENNING - J.H.A. MOUBIS - Physica 15 - p. 721 1949.

(59) - Y. TAKEISHI - Journal of the phys. Soc. of Japan - Vol. 13 - n°7 - p. 767 Juillet 1958

(60) - A.L. CHILCOT - F.G. HEYMANN - Journal of Scientific Instruments - Vol. 26 - p. 289 Septembre 1949

(61) - T. JURRIAANSE - F.M. PENNING - J.H.A.MOUBIS - Philips Research Reports - Vol.I n°3 - p. 225 - Avril 1946

(62) - G.L. WEISSLER - T.N. WILSON - J. Applied Phys. V. 24 - n°4 - p. 472 - Avril 1953

(63) - J. MEISSNER - Z. Phys. 117 - 325 - 1947

(64) - CLAUDE PAZ ET VISSEAUX - Brevet France 1.120.082 du 23 Décembre 1954.

(65) - M.L.E. OLIPHANT - P.B. MOON - Proc. Roy. Soc. A. 127 - p. 388 (1930)

(66) - C.G. BEDREAG - Compte rendus 223 - p. 354 (1946)

(67) - H. JACOBS - A.P. LA ROCQUE - Trans. Electrochem. Soc. 91 - p. 337 - 1947.

(68) - International Critical Tables - Vol. VI - p. III

(69) - J. MILLMAN - S. SEELY - Electronics p. 173 - Mc. Graw Hill (1941)

(70) - L. DUNOYER - Vacuum Practice p. 172 - G. Bell-land sons Ltd - Londres 1926.

(71) - F.L. JONES - J.P. HENDERSON - Phil. Mag. 28 - p. 185 - août 1939.

(72) - H. FRICKE - Zeit. f. Physik 86 - 464 - 1933

(73) - D.H. HALE - Phys. Rev. - 56 - p. 1199 - 1939

(74) - B. FREY - Ann. der Physik - 85 - 381 - 1928

(74 bis) - D.E. DAVIES - B.J. HOPKINS - Brit. Journ. of Appl. Phys. Vol. 10 - n°11 - Novembre 1959 - p. 498.

(75) - J.H. de BOER - Electron emission and adsorption phenomena-University Press (Cambridge) 1935.

(76) - G.K. WEHNER - Phys. Rev. 102 - p. 690 - 1er mai 1956

(77) - S. TOLANSKY - Vacuum - Vol. I - n°2 - p. 81 Avril 1951

(78) - C.H. TOWNES - Phys. Rev. - Vol. 65 - N° 11/12 - 1944 - p. 319.

(79) - G. ECKER - K.G. EMELEUS - Proc. Phys. Soc. (London) Section B - Vol. 67 - p. 546 - 1954

(80) - R.G. WESTBERG - Phys. Rev. 114 - p. I - 1er Avril 1959

(81) - H. EDELS - Nature - Vol. 172 - p. 362 - 22 août 1953

(82) - J. JENKINS - T. BENJAMIN JONES - Journal of Applied Physics Vol. 28 - n°6 - p. 663 - Juin 1957.

(83) - W.S. BOYLE - F.E. HAWORTH - Phys. Rev. Vol. 101 - n°3 p. 935 - 1er février 1956.

(84) - D.M. SPEROS - Journal of the Electrochemical Socie--ty. Vol. 106 - n°9 - p. 791 - Septembre 1959.

(85) - I. LANGMUIR - General Electric Review - Octobre/ Novembre 1935.

(86) - W. HAIDINGER - Z. Physik - 151 - p. 106 - 1958 - n°2

(87) - W. THOURET - W.WEIZEL - P. GÜNTHER - Z. Physik. 130 p. 621 - 1951.

(88) - R.C. HUGHES - P.P. COPPOLA - Phys. Rev. 88 - p. 364 1952

(89) - M.J. DRUYVESTEYN - Physica - Vol. IV - n°8 - p. 669 août 1937

(90) - G. MEDICUS - G. WEHNER - Journal of Applied Physics Vol. 22 - n°II - p. 1389 - Novembre 1951.

(91) - J.W. WAYMOUTH - The Sylvania Technologist - Vol. XIII - N°1 Janvier 1960 - p. 2

(92) - L. MALTER - E.O. JOHNSON - W.M. WEBSTER - R.C.A. Review 12 - p. 415 - 1951

(93) - M.A. CAYLESS - Brit. Journal of Applied Physics - Vol. 8 - p. 331 - Août 1957.

(94) - C. BIGUENET - Le Vide - p. 13 - Janvier 1946

(95) - J.A. BECKER - Phys. Rev. Vol. 34 - p. 1323 - 1929

(96) - D.A. WRIGHT - Proc. Phys. Soc. (London) 60 - p. 22 - 1948

(97) - R.C. HUGHES-P.P.COPPOLA - H.T. EVANS - Journal of Applied Physics - Vol. 23 - n°6 - p. 635 - juin 1952

(98) - H.J.J. VAN BOORT - M. KLERK - A.A. KRUITHOF - Revue Technique Philips - tome 20 n°5 - p. 140 - 1958/1959

(99) - L.T. ALDRICH - Journal of Applied Physics - Vol. 22 - n°9 - p. 1168 - Septembre 1951

(100) - A.W. HULL - Journal of the Amer. Institut of Electrical Engineers - 47 - p. 798 - 1928

(101) - A.E. PENGELLY - D.A. WRIGHT - Brit. Journal of Applied Physics - Vol. 5 - Nov. 1954 - p. 391.

(102) - G. EHRLICH - F.G. HUDDA - J. Chem. Phys. 30 - 1959 p. 493

(103) - S. SEELY - Phys. Rev. 59 - 75 (1941)

(104) - J. DEBIESSE - G. NEYRET - J. CHALLANSONNET - J. AMOIGNON - Compte rendus 231 - p. 2015 - 1951

(105) - P.A. ANDERSON - Phys. Rev. 75 - 1205 (1949)

(106) - A.L. REIMANN - Thermionic Emission - Chapman and Hall - Londres 1934

(107) - H.F. IVEY - Phys. Rev. 76 - 567 (1949)

(108) - R.J. MAURER - Phys. Rev. 57 - 653 (1940)

(109) - M.M. MANN Jr et L.A. DU BRIDGE - Phys. Rev. 51,120 (1937)

(110) - J. BRADY & P. JAKOBSMEYER - Phys. Rev. 49,670 (1936)

(111) - J.A. DILLON Jr - H.E. FARNSWORTH - Jour. Appl. Physics - Vol. 29 - n°8 - août 1958 - p. 1195.

(112) - J.J. BRADY - Phys. Rev. 41,613 (1932)

(113) - A.R. OLPIN - indiqué par HUGHES & DU BRIDGE - Photoelectric Phenomena (1932)

(114) - N.C. JAMISON & R.J. CASHMAN - Phys. Rev. 50,624 (1936)

(115) - H. HERMANN- P. WAGENER - Die Oxydkathode - 1ère Partie - Leipzig 1943.

(116) - H.B. WAHLIN - Phys. Rev. 61,509 (1942)
(117) - G.W. FOX & R.M. BOWIE - Phys. Rev. 44,345 (1933)
(118) - G.N. GLASOE - Phys. Rev. 38,1490 (1931)
(119) - R.J. CASHMAN & E. BASSOE - Phys. Rev. 53,919 (A) (1938)
(120) - A. WAHL - Phys. Rev. 82,574 (1951)
(121) - R.W. WRIGHT - Phys. Rev. 60,465 (1941)
(122) - H.B. WAHLIN & L.V. WHITNEY - J/Chem. Phys. 6-594 (1938)
(123) - L.A. DU BRIDGE & W.W. ROEHR - Phys. Rev. 39,99 (1932)
(124) - R.P. WINCH - Phys. Rev. 37,1269 (1931)
(125) - H. BOMKE - Ann. d. Physik 10,579 (1931)
(126) - J.VAN LAAR - J.J. SCHEER - Philips Res. Repts 15, 1-6 Février 1960.
(127) - A. GOETZ - Phys. Rev. 33,373 (1929)
(128) - V. MIDDEL - Zeits. f. Physik 105,358 (1937)
(129) - K.H. KINGDON - Phys. Rev. 25,892 (1925)
(130) - E.E. SCHUMACKER - J.E. HARRIS - J. Amer. Chem. Soc. 48 - p. 3108 (1926)
(131) - C. RENTSCHLER - D.E. HENRY - K.Q. SMITH - Rev. Sci. Instr. 3,794 (1932)
(132) - C. ZWIKKER - Phys. Zeits. 30,578 (1929)
(133) - M.D. FISKE - Phys. Rev. 61,513 (1942)
(134) - G.F. SMITH - Phys. Rev 94,295 (1954)
(135) - C. AGTE - H. ALTERTHUM - K. BECKER - G. HEYNE & K. MOERS - Naturwiss 19,108 (1931)
(136) - - Hand buch der Physik - vol. 44 - p. 69
(137) - L.V. WHITNEY - Phys. Rev. 50,1154 (1936)
(138) - C.W. OATLEY - Proc. Phys. Soc. 51,318 (1939)
(139) - L.W. MORRIS - Phys. Rev. 37,1263 (1931)
(140) - P.A. ANDERSON - Phys. Rev. vol. 115 - 2ème série N°3 - p. 553 - 1er aout 1959
(141) - C.B. KAZDA - Phys. Rev. 26,643 (1925)
(142) - W.B. HALES - Phys. Rev. 32,950 (1928)
(143) - H. JUPNIK - Phys. Rev. 60,884 (1941)
(144) - C. ZWIKKER - Proc. Roy. Acad. Amsterdam 29,792 (1926)

(144 bis) - E.G. RAUH - R.J. THORN - J. Chem. Phys. 31 - 1481 - 1959.

(145) - G.A. ESPERSEN - Phys. Rev. t 78 (2° série) - p. 231 - 1er mai 1950

(146) - OATLEY - Proc. Roy. Soc. (London) A. 155 p. 218 - 1936
Phys. Soc. (London) 51 - p. 318 - 1939

(147) - J.P. BLEWETT - Journal of Applied Physics - Vol. 10 - n°10 - p. 668 Octob. 1939
Vol. 10 - n°12 - p. 831 Déc. 1939

(148) - T. ARIZUMI - L. ESAKI - J. Phys. Soc. Japan 5 - p. 163 - 1950

(149) - J.H. DE BOER - Electron Emission and adsorption Phenomena Mac Millan - 1935 - p. 361.

(150) - C.H. PRESCOTT - J. MORISSON - Journal Amer. Chem. Soc. - 60 p. 3047 - 1938

(151) - R. UZAN - Le Vide - 7 - p. 1139 - janvier 1952

(152) - D.L. SCHAFFER - Journal of the Electrochemical Society - p. 676 - Mars 1957

(153) - The Reactor Hand Book AECD - 3647 - vol. 3 section I 1955

(154) - SPEDDING - Progress in Nuclear Energy - séries V - Metallurgy in Fuels (Finneston Ed) Pergamon Press London - 1956.

(155) - SPEDDING - DAANE - US - Atomic Energy Commission ISC 834 - mars 1957

(156) - SPEDDING & AL. Progress in Low Temperature Physics Chapter XII (Gorter, ed.) North Holland Publishing Co - Amsterdam 1957.

- TABLE DES MATIERES -

		Pages
	INTRODUCTION.....	1
I -	TENSION DISRUPTIVE.....	3
II -	CHUTE CATHODIQUE DANS LA DECHARGE A LUEUR.	29
III-	OBSERVATIONS ET CONSIDERATIONS COMPLEMENTAIRES....	45
	A - PULVERISATION CATHODIQUE ET ABSORPTION.....	45
	B - CHUTE DE TENSION AUX ELECTRODES DANS LA DECHARGE EN ARC.....	49
	C - QUELQUES REMARQUES SUR LES CATHODES COMPLEXES.....	58
	CONCLUSION.....	66
	ANNEXES.....	67
	BIBLIOGRAPHIE.....	73